

HOSSZÚTÁVÚ VISSZATÉRŐ JELENSÉGEK A NAPSZÉL MÁGNESES TERÉBEN

Doktori értekezés

DÓSA Melinda

okleveles geofizikus

MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont

Témavezető: Dr. SZEGŐ Károly, a fizikai tudományok
doktora

MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont

Konzulens: Dr. ERDŐS Géza, a MTA doktora

MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont

Doktori iskola vezetője: Dr. Gubicza Jenő egyetemi tanár

Programvezető: Dr. Katz Sándor egyetemi tanár

Eötvös Loránd Tudományegyetem, Természettudományi Kar
Fizika Doktori Iskola
Részecskefizika és Csillagászat Program



Budapest
2019

TARTALOMJEGYZÉK

Köszönetnyilvánítás	1
Rövidítések jegyzéke	3
Előszó	5
1. Napszélkutatás elméletben és űrmissziókkal	9
1.1. Felfedezés.....	9
1.2. A napszél mint plazma.....	10
1.3. Parker fizikai modellje.....	12
1.4. Parker szerkezeti modellje.....	13
1.5. A mágneses erővonalak egyenlete.....	15
1.6. A mágneses tér komponensei.....	17
1.7. A helioszféra mágneses tere 3D-ben: szektorok.....	21
1.8. Koronamodellek.....	24
1.8.1. A PFSS modell.....	25
1.9. Napszél: gyors, lassú és tranziens.....	30
1.10. Az együttforgó kölcsönhatási tartomány: CIR.....	34
1.10.1. CIR műholdas méréseken.....	37
1.10.2. CIR radiális fejlődése.....	40
1.11. Összefoglalás, kitekintő.....	42
2. Napszél-propagáció	44
2.1. Napszél-propagációs modellek.....	45
2.2. Ballisztikus modellek.....	46
2.3. Kinematikus modellek.....	48
2.4. MHD modellek: Tao és mSWiM.....	50

3. A mágneses lasszó modell	52
3.1. Az egyszerű mágneses lasszó modell.....	52
3.2. Plazmaáramok közti kölcsönhatás: a kinematikus mágneses lasszó modell.....	56
3.3. Az egyszerű és a kinematikus mágneses lasszó modell összehasonlítása.....	58
3.4. Megbízhatósági index.....	61
3.5. Összehasonlítás más modellekkel és valós mérésekkel.....	63
3.6. Alkalmazás: a 67P/CG üstökös környezete.....	66
3.7. Összefoglalás.....	69
 4. Mágneses fluxus a belső helioszférában	 71
4.1. A radiális mágneses tér 50 éves adatsoron.....	72
4.2. A bolygóközi mágneses fluxus: struktúrák márpedig vannak!	75
4.3. Sejtés és bizonyítás: CIR.....	77
4.4. A struktúrák részletesebb vizsgálata.....	78
4.4.1. Forgási szögsebesség.....	78
4.4.2. A struktúrák forrása.....	80
4.4.3. A struktúrák kapcsolata a szektorátmenettel.....	82
4.4.4. A struktúrák felbontása.....	84
4.4.5. A terjedés vizsgálata MESSENGER adatok alapján	89
4.5. Összefoglalás.....	92
4.6. Kitekintő.....	94
 Összefoglalás	 96
Summary	98
Irodalomjegyzék	101

KÖSZÖNETNYILVÁNÍTÁS

Ezúton szeretném kifejezni köszönetemet témavezetőmnek, Szegő Károlynak, és konzulensemnek, Erdős Gézának, a munkám során nyújtott értékes szakmai útmutatásukért, valamint hogy lehetővé tették számomra, hogy a szakterületen dolgozó nemzetközi tudóscsoportot megismerjem és számos neves konferencián részt vehessek.

Köszönettel tartozom kollégáimnak, a Wigner Fizikai Kutatóközpont munkatársainak, különösen Opitz Andreának, Kecskeméty Károlynak, Bebesi Zsófiának, Timár Anikónak és Kalocsai Lillának az értékes konzultációkért, egyes szakmai anyagok lektorálásáért, valamint a dolgozattal kapcsolatos hasznos észrevételeikért, tanácsokért. Szeretnék köszönetet mondani Földy Lajosnak is, akit szükség esetén felkereshettem programozással kapcsolatos kérdésekkel.

Munkám egy részét az Európai Unió Horizon 2020 kutatás- és innovációs keretprogramja, az EUROPLANET 2020RI támogatta. Köszönettel tartozom számos adatbázis üzemeltetőjének, így a NASA Goddard Űrközpontnak az OMNI adatbázis nyilvánosságáért, az ACE Science Center-nek az ACE adatokért, a NASA adatközpontjának és a toulouse-i Centre de Données de la Physique des Plasmas intézetnek a MESSENGER adatokért.

Végül, de nem utolsósorban, hálás vagyok családomnak a mindenkori feltétlen támogatásukért, szeretetükért.

RÖVIDÍTÉSEK JEGYZÉKE

CIR	együttforgó kölcsönhatási tartomány (corotating interaction region)
CME	koronakilökődés (coronal mass ejection)
CsE	csillagászati egység, 1 Nap-Föld távolság
ICME	interplanetáris térben érzékelt CME
MESSENGER	Mercury Surface, Space Environment, Geochemistry and Ranging, a Merkúr műholdja
MHD	magnetohidrodinamika
PFSS	potenciáltér forrásfelület (potential field source surface)
STEREO	Solar Terrestrial Relations Observatory, amerikai űrmisszió
SZE	szintetikus erővonal

ELŐSZÓ

Kutatási témám az űridőjárás tárgykörébe esik. Az űridőjárás (*space weather*) fogalma eleinte azokat az interplanetáris térben lejátszódó folyamatokat foglalta magába, melyek hatással voltak a Földre, a Föld környezetére és az emberi életre. Mivel azonban ma már műholdjaink az egész Naprendszer területén előfordulnak, kiterjesztették a fogalmat mindazon folyamatokra, melyek hatással lehetnek a Földi életre *vagy* ember által alkotott műszerekre. Megkülönböztetően szoktak beszélni „bolygók űridőjárásáról” (*planetary space weather*), ahol a kutatás során a különböző (mágneses vagy nem mágneses) bolygóknál lejátszódó folyamatokat vizsgálják és hasonlítják össze.

Az űridőjárás egyik fő szereplője a napszél, azaz a Napból szuperszonikus sebességgel, folyamatosan, de változó intenzitással kiáramló mágneses plazma. Tömeget, impulzust és energiát visz magával, melynek egy részét különböző kölcsönhatások révén át tudja adni az elé kerülő akadálnak. A kölcsönhatás minősége függ a napszél paramétereitől, illetve az akadály (bolygó, üstökös, űrszonda) jellegétől: van-e légköre és/vagy magnetoszférája. A Föld esetében a napszélből nyert energia elenyésző a Nap hősugárzásához, illetve a légkörben tárolt energiamennyiséghez képest. Ha azonban figyelembe vesszük a kölcsönhatási keresztmetszetet is, valamelyest javul a kettő aránya: a Nap hősugárzása a Föld sugara által meghatározott gömbfelületen oszlik el, míg a napszél a Föld kiterjedt magnetoszférájával hat kölcsön. Fontos megemlíteni azt is, hogy míg a napállandó értéke alig változik a 11 éves napaktivitási ciklus következtében, addig a napszél órák skálán is jelentősen ingadozik. A magnetoszférával való bonyolult kölcsönhatás következtében pedig energia tárolódik, illetve hirtelen felszabadul a mágneses uszályban; ezeket a dinamikus folyamatokat összességében geomágneses vihként

érezkeljük. Ezek a viharok elsősorban műholdjainkra jelentenek veszélyt (pl. felületi töltés, megnövekedett sűrűlódás, stb.).

A folyamatosan áramló ún. *háttérnapszél* mellett tranziens jelenségekkel is számolni kell (napkitörés, koronakilöködés), különösen a napaktivitás aktív időszakaiban. Ilyenkor az elektromágneses sugárzási szint és az energikus részecskefluxus is megnövekedik, mely szintén károsíthatja űreszközeinket. Emellett veszélyeztetettek az űrállomás személyzete, a magas szélességeken közlekedő repülő utasai is, illetve ritkábban olyan földi létesítmények, melyek érzékenyek az indukált áramokra: elektromos hálózatok, távvezetékek, olaj- és gázvezetékek, tenger alatti kábelek, vasúti sínek. Emiatt fontos az űridőjárási folyamatok megértése és előrejelezhetősége.

Az Európai Űrügynökség (ESA) egyre nagyobb hangsúlyt fektet az űridőjárás kutatására. Egyelőre csak leírni tudjuk az űridőjárás jelenségeit, a megbízható előrejelzéshez szükséges összefüggéseket most kezdjük részleteiben megismerni.

Kutatásaim a háttérnapszélre korlátozódtak. Háttérnapszélnek nevezzük a Nap koronájából folyamatosan kiáramló részecskék, zömében protonok és elektronok plazmáját. Vizsgáltam a gyors és lassú napszél elkülönülését, kölcsönhatási tartományait, valamint a különböző paraméterek szerepét a terjedés tulajdonságait és a visszatérő jelenségeket illetően. Nem vizsgáltam a földi környezettel való kölcsönhatást.

A századforduló egyik meglepő eredménye volt, hogy a napszél mágneses terének erőssége a Naptól adott távolságban független a naprajzi szélességtől. Ezt a felfedezést az ekliptika síkjától eltávolodó Ulysses űrszondának köszönhetjük, és a mágneses erővonalak kezdeti szétterülésével magyarázzák (*Smith, 1995*). Ekkor merült fel a kérdés, hogy **ha az interplanetáris tér mágneses terében nincs szélességfüggés, vajon van-e hosszúság szerinti függés?** Amennyiben igen, ennek komoly szerepe van az űridőjárás kutatásában, hiszen a Nap forgása miatt visszatérő jelenségeként könnyen előrejelezhető.

Az amerikai Nemzeti Repülési és Űrhajózási Hivatal (NASA, National Aeronautics and Space Administration) Goddard Űrközpontja által üzemeltetett, nagyszámú űrszonda adatait tároló OMNI adatbázis segítségével (<https://omniweb.gsfc.nasa.gov/>) hosszú távon (23 ill. 50 év) vizsgáltam a napszél legfontosabb paramétereit: mágneses tér, sebesség, sűrűség. Olyan jelenségeket kerestem, melyek adott időközönként – naprajzi hosszúsághoz köthetően – hosszú

távon ismétlődnek. A napciklus egy különösen nyugodt időszakában (2007 - 2010) megfigyelhetők voltak olyan mágneses intenzitásnövekedések, melyek éveken keresztül azonos hosszúságokon jelentkeztek. Fontos volt megvizsgálni, hogy nem véletlen egybeesésről van-e szó, illetve, hogy az intenzitásnövekedés visszavezethető-e a napszél forrásáig, vagy terjedési effektus eredménye.

A napszél adatok vizsgálata során elsősorban földközeli műholdak adatait vettem alapul, de ahol lehetett, ezt kiegészítettem egyéb űrszondák adataival is. Ahhoz, hogy össze tudjam hasonlítani a különböző helyen mért adatokat, illetve meg tudjam határozni az egyes plazmacsomagok eredetét, egy újszerű napszél-propagációs modellt dolgoztam ki.

KUTATÁSI CÉLKITŰZÉSEK

Az interplanetáris napszél mágneses terében találtam hosszúság-függő jelenségeket. Eredményeim azonban számos új kérdést vetettek fel, melyek következtében kutatási célkitűzéseim munkám során többször is módosultak. Az eddigi munkát összefoglalva a következő kérdésekre kerestem a választ:

- Léteznek-e hosszúságfüggő mágneses fluxusnövekedések a helioszféra mágneses terében?
- Amennyiben igen, ezek mivel magyarázhatóak? Nem mondanak-e ellent a jelenleg érvényesnek tartott szétterülő erővonalak elméletének?
- A megtalált struktúrák (hosszú távú mágneses intenzitásnövekedések) fennállásuk ideje alatt egy és ugyanazon forrásra vezethetők-e vissza? Vannak-e specifikus jellemzőik?
- Hogyan jelennek meg a visszatérő struktúrák az egyes paraméterekben?
- Hogyan használható a kidolgozott új propagációs módszer űridőjárás előrejelzésre a helioszféra különböző pontjain?

A visszatérő jelenségek azonosítása és a fenti célkitűzések mentén való további elemzése hozzájárul az űridőjárás-előrejelzés megbízhatóságához, illetve a napciklus alaposabb megismeréséhez.

A DOLGOZAT ANYAGÁT KÉT TUDOMÁNYOS PUBLIKÁCIÓ JELENTI:

- Dósa, M., G. Erdős., 2017, Long-term longitudinal recurrences of the open magnetic flux density in the heliosphere, *Astrophysical Journal*, Vol 838, 104
- Dósa, M., Opitz. A., Dálya, Z., Szegő, K., 2018, Magnetic lasso: a new kinematic solar wind propagation method, *Solar Physics*, 293:127

TOVÁBBI REFERÁLT PUBLIKÁCIÓK A TÉMÁBAN:

- Volwerk, M., et al, köztük: Dósa, M., 2016, Mass-loading, pile-up, and mirror-mode waves at comet 67P/Churyumov-Gerasimenko, *Annales Geophysicae*, 34, 1-15.
- Timar, A., Nemeth, Z., Szego, K., Dósa, M., Opitz, A., Madanian, H., Goetz, C., Richter, I., 2017, Modelling the size of the very dynamic diamagnetic cavity of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko, *MNRAS*, Volume 469, Issue Suppl_2, 21 July 2017, Pages S723–S730
- Timar A., Nemeth Z., Szego K., Dósa M., Opitz A., and Madanian H., 2019, Estimating the solar wind pressure at comet 67P from Rosetta magnetic field measurements, *Journal of Space Weather and Space Climate*, vol. 9 Paper: A3, 11p.

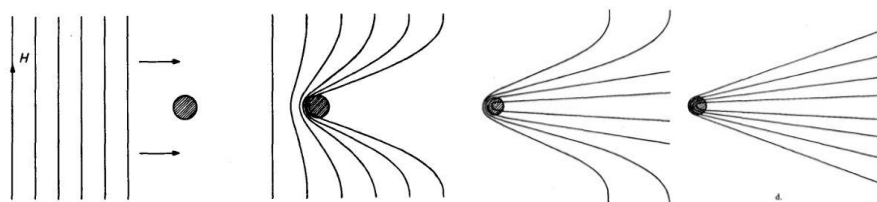
1. NAPSZÉLKUTATÁS ELMÉLETBEN ÉS ŰRMISSZIÓKKAL

1.1. FELFEDEZÉS

A napszél létezésére utaló jelek közül kétségtelenül az üstökösök nappal ellentétes irányú csóvája volt az, aminek köszönhetően az 1950-es években több tudós is arra a következtetésre jutott, hogy a Napból folyamatos részecskeáramlás zajlik (*Biermann, 1951, Chamberlain, 1960*). Biermann folyamatos ion- és elektronáramlást feltételezett, az üstökösök ioncsóváját pedig a koronából eredő elektronok és az üstökös újonnan ionizált részecskéi között létrejövő Coulomb ütközésekkel magyarázta.

Az első fizikai magyarázatot is tartalmazó napszél-modellt E. N. Parker publikálta 1958-ban (*Parker, 1958*). Elméletét sokan bírálták. Az *Astrophysical Journal* c. folyóirat két bírálója is visszautasította Parker cikkét, csak a szerkesztő S. Chandrasekharnek köszönhetően jelenhetett meg. Egy évvel később, 1959 januárjában a szovjet Luna-1 műhold detektált elsőként napszélrészecskéket (*Gringauz et al, 1960 és 1961*). Hivatalosan elfogadottá csak akkor vált az elmélet, mikor az amerikai Mariner-2 folyamatos, 104 napon át fennálló plazmaáramlást mért, intenzívebb és nyugodtabb időszakokkal (*Neugebauer és Snyder, 1962*). Már az első mérésekből kiderült, hogy a napszél plazma állapotú: kívülről semleges, zömében protonokból és elektronokból áll. Néhány százalékban alfa részecskék, és elenyésző részben nehezebb ionok különböző ionizációs állapotokban is megtalálhatók benne.

Érdemes még megemlíteni Alfvén korabeli eredményeit, mert ez áll a legközelebb a valósághoz. Ő a napszél körüli vitában nem vett részt. Egyszerűen elfogadta Biermann ötletét a folyamatos részecskeáramlásról, de máshogy magyarázta az üstökösök ioncsóvját. Feltételezte, hogy a részecskeáram „befagyott” mágneses teret visz magával, ami „fennakad” az üstökös sűrű kómájában (Alfvén, 1957), és körbeöleli a magot (1. ábra).

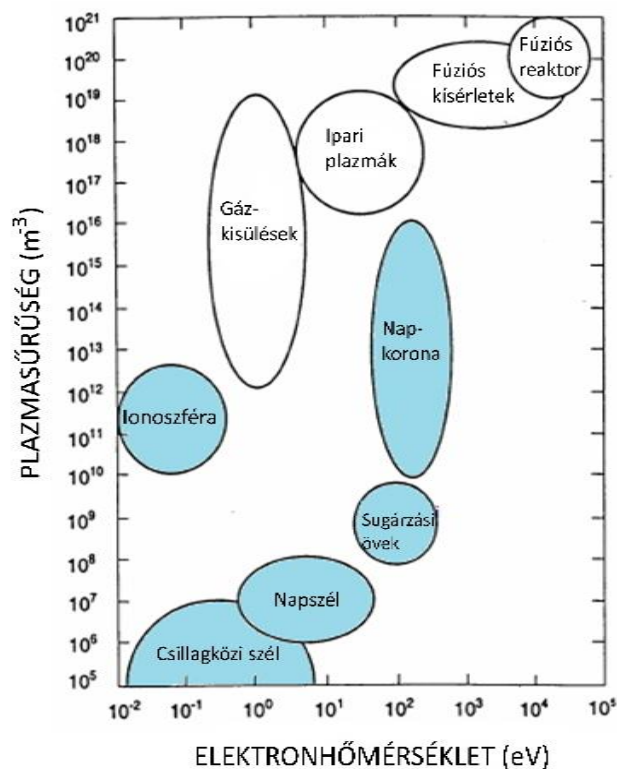


1. ábra: Alfvén modellje az üstökösök körül kialakuló ioncsóváról (Alfvén, 1957).

1.2. A NAPSZÉL MINT PLAZMA

Amikor az 1960-as évek elején felfedezték a napszelet, a plazmák kutatása már több évtizedes múltra tekintett vissza. Irving Langmuir, amerikai fizikus nevezte el 1928-ban ezt a halmazállapotot plazmának. Ahogy a vezető folyadék szállítja a nagy sebességű elektronokat, ionokat és egyéb összetevőket, arra emlékeztette, ahogy a vérplazma szállítja a vörsejteket és vérlemezkéket. A plazmakutatás gyorsan és szerteágazóan fejlődött. A rádiózás révén felfedezték az ionoszférát, a légkörnek azt a részlegesen ionizált rétegét, ahonnan a rádióhullámok visszaverődnek; kutatták az asztrofizikai plazmákat és a nukleáris fizika fejlődésével előtérbe kerültek a fúziós plazmák.

A plazmákat többféle paraméter szerint lehet csoportosítani, az alábbiakban hőmérsékletük és elektronsűrűségük alapján mutatom be a különböző plazmafajtákat (2. ábra). Ez a két paraméter határozza meg, hogy a plazmán belül a részecskék között lesznek-e ütközések. Itt nem a hagyományos értelemben vett, ún. Newton-i ütközésekre gondolunk, hanem a töltött részecskék közötti Coulomb ütközésekre, melyek során a töltéssel rendelkező részecskék eltérítik egymást pályájukról. Az űrplazmák többnyire hideg, ritka plazmák, ennek következtében



2. ábra: Plazmafajták. Az ütközésmentes, vagy annak tekinthető űrplazmákat kék szín jelöli.

ütközésmentesnek tekinthetők. A 2. ábrán kék színnel jelöltem a hideg, ritka, ütközésmentes űrplazmákat, illetve a forróbb (napkorona), vagy sűrűbb (ionoszféra) űrplazmákat, melyeket közelíthetünk ütközésmentes leírással.

A plazmák legfontosabb jellemzői az elektronsűrűsége és a hőmérsékleten túl: a plazmafrekvencia, azaz a semleges, egyensúlyi állapot körüli rezgés frekvenciája, illetve a Debye-hossz, az az árnyékolási távolság, amelyen túl a plazmába helyezett próbatöltés elektromos tere a ponttöltés potenciáljának e -ad részére csökken. Az egyes paramétereket a plazma összetevőire (elektron, proton, ionok) külön-külön definiáljuk.

Az űrplazmák további jellemző tulajdonsága a mágnesesség. A plazmában jelen lévő mágneses tér iránya egy kitüntetett irány, aminek következtében egyes plazmaparaméterek (hőmérséklet, vezetőképesség, stb.) irányonként eltérőek lehetnek. Az űrplazmákat ideális esetben végtelen vezetőképességűnek tekintjük. Hannes Alfvén svéd Nobel-díjas fizikus 1942-ben fogalmazta meg az ún. **befagyási tételt**, mely szerint végtelen vezetőképességű folyadékban a mágneses erővonalak a „folyadékkal együtt mozognak” (Alfvén, 1942). Következésképpen egy, a

folyadékkal együtt mozgó felületelemen definiált mágneses fluxus megmaradó mennyiség. A mágneses plazmák jellemzésére új paramétereket is bevezetünk. Jelen dolgozat szempontjából a **plazma- β** a legfontosabb, mely a kinetikus és mágneses nyomás arányát jelöli. Az (1) összefüggésben ρ a napszél sűrűsége, v a napszél sebessége, B a mágneses térerősség, μ_0 a mágneses permeabilitás. A sebesség magába foglalja a részecskék transzlációs sebességének átlagértékét és a termikus sebességet egyaránt, de ez utóbbitól általában eltekintünk.

$$\beta = \frac{\text{gáz nyomása}}{\text{mágneses nyomás}} = \frac{\rho v^2 / 2}{B^2 / 2\mu_0} \quad (1)$$

A napszél áramlása során, a napkorona belső részein a mágneses nyomás felülmúlja a kinetikus nyomást, ennek eredményeképpen a részecskék a mágneses erővonalak mentén tudnak csak áramlani. A Naptól kellő távolságban, ahogy a részecskék gyorsulnak és a mágneses tér gyengül, a kinetikus nyomás lesz nagyobb. Ekkor a napszél áramlása során magával sodorja az erővonalakat. A befagyás értelmében tehát a plazma és az erővonalak kötött rendszert alkotnak, és a plazma- β paraméter határozza meg, hogy melyik komponens követi a másikat. A 4. fejezetben bemutatom, hogyan terjed a napszél a különböző plazma- β -val jellemezhető tartományokban.

1.3. PARKER FIZIKAI MODELLJE

Már az 1940-es években tudták, hogy a napkorona hőmérséklete 1-2 millió Kelvin, a napszél tehát plazma állapotú (*Grotian, 1939* és *Edlén, 1941*). A korona ilyen magas hőmérsékletre való felfűtődését a mai napig sem sikerült kielégítően megmagyarázni. A múlt század első felében a napfizikus társadalom egyik vezető személyisége, a brit Sydney Chapman számításokat végzett a millió Kelvines gáz tulajdonságairól. Arra a következtetésre jutott, hogy a napkorona gáza nagyon jó hővezető, és olyan nagy kiterjedésű, hogy a Föld pályáját súrolja, vagy akár túl is nyúlik rajta (*Chapman, 1957*). Modellje szerint a korona statikus és gravitációsan kötve van a Naphoz. A megfigyelt geomágneses viharok a Föld keringése következtében jöhetnek létre, ahogy a Föld légköre kölcsönhat a koronagázzal. Ez egy lehetséges magyarázata lett volna a földi geomágneses viharok és a Nap

aktivitása közötti kapcsolatnak. Ugyanakkor, a modell nem tette lehetővé a folyamatos plazmakiáramlást, tehát ellentmondott Biermann elméletének.

Az ún. Biermann-Chapman rejtélyt Parker oldotta fel, feltételezve, hogy a forró napkorona folyamatosan tágul (*Parker, 1958*). A nagyon magas hőmérsékletű statikus plazmának ugyanis a végtelenben is magas lesz a nyomása, és a helioszféra határán nem tud egyensúlyt tartani a csillagközi gáz alacsony ($\sim \mu\text{Pascal}$) nyomásával. (A hideg csillagközi gáz első közvetett észlelése spektroszkópiai módszerekkel történt jóval korábban, 1904-ben (*Hartmann, 1904*).) Ha azonban áramlik a plazma, nyomása lecsökkenhet olyan mértékben, hogy az egyensúly megvalósul.

Parker feltételezte, hogy a koronát a Nap tömegének gravitációs vonzása igyekszik megtartani, de a vonzás ereje a távolsággal négyzetesen csökken, ezért a külső részek a nagy termikus energiának köszönhetően el tudnak szakadni. Parker modelljében a Nap légköre nincs hidrosztatikai egyensúlyban, a napszelet hidrodinamikai tágulás okozza. Egyenleteinek, a kezdeti feltételektől függően kétféle fizikai megoldása is lehet: az egyik esetben szuperszonikus sebességre gyorsul fel a napszél, és tágulása közben egy véges sebességhez tart. Parker ezt az esetet tartotta valósnak, mivel a véges sebességű napszélhez tudott elfogadható nagyságrendű (közel nulla) nyomást rendelni, ami egyensúlyban lehet a csillagközi gázzal. Parker ismerte fel elsőként azt is, hogy a gravitáció gyengülésének hatása egy Laval-fúvóka szűkületéhez, míg a gáz radiális kiáramlása a táguláshoz hasonló. Ez az a két hatás, mely együttesen a plazmát szuperszonikus sebességre gyorsítja.

A másik megoldásban a gyorsítás nem éri el a hangsebességet, az ún. *napszellő* szubszonikus sebességgel áramlik kifelé, és sebessége a végtelenben a nullához tart (*Chamberlain, 1960*). Az ilyen napszellőnek túl nagy lett volna a nyomása a csillagközi gáz nyomásához képest. A Parker-modell rengeteg egyszerűsítést tartalmaz, többek között a mágneses tér hatását is figyelmen kívül hagyja, mégis nagyságrendileg elfogadható napszélsebesség és nyomás értékeket jósol. *Erdős* a modelltől részletes magyar nyelvű leírást ad (*Erdős, 2010*).

1.4. PARKER SZERKEZETI MODELLJE

Parker következő műve részletesen kidolgozza a fenti elmélet következményeit, és magnetohidrodinamikai (MHD) közelítést alkalmazva tovább

is fejleszti a modellt (*Parker, 1963*). Legfontosabb alapfeltevése, hogy a plazma vezetőképessége végtelen és érvényesül Alfvén befagyási tétele. A modell két fő paramétere a napszél sebessége v és a mágneses térerősség B . Nélkülözi az elektromos tér és az áramok szerepét, mivel ezek a mágneses térerősségből és a sebességből (2) alapján közvetlenül származtathatók. Elektromos tér (E) csak akkor tud kialakulni, ha a plazma mégis elmozdul az erővonalakhoz képest. Áramok (j) pedig különböző nyíróhatások következményeként léphetnek fel (μ_0 a mágneses permeabilitás).

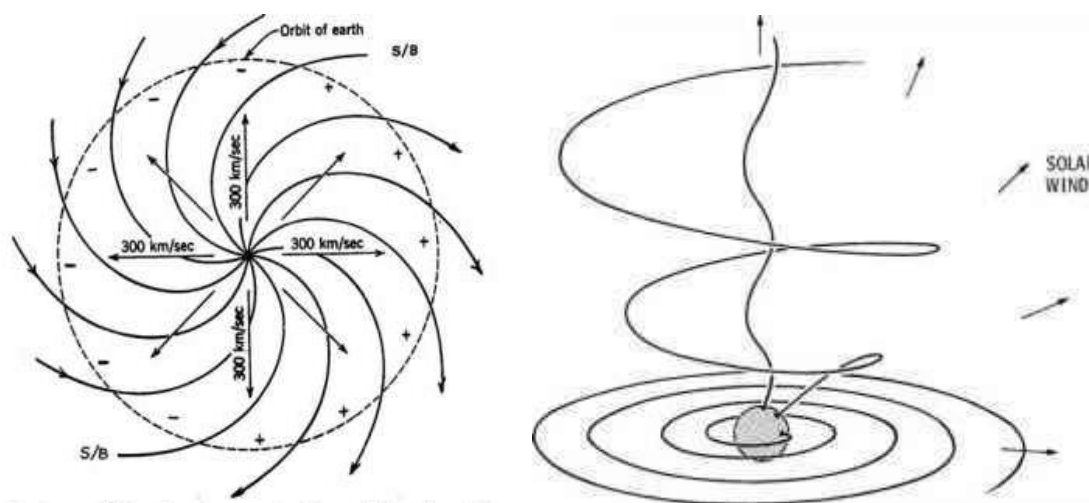
$$\begin{aligned}\vec{E} &= -\vec{v} \times \vec{B} \\ \vec{j} &= \text{rot} \frac{\vec{B}}{\mu_0}\end{aligned}\tag{2}$$

Parker modellje elsőként írja le a napszél áramlása következtében kialakuló helioszféra szerkezetét. Mivel a sebesség és a mágneses tér paraméterekkel dolgozik, \mathbf{B}, \mathbf{v} paradigmának is nevezik (*Parker, 1996*). Meg kell említeni, hogy a Föld körüli magnetoszféra fizikában jobban elterjedt az ún. \mathbf{E}, \mathbf{j} paradigma, mely Parkerrel ellentétben elsősorban az elektromos tereket és az áramokat vizsgálja, és ezeket tekinti a különböző jelenségeket kiváltó alapvető tényezőknak (*pl. Stern, 1992*). A két megközelítés tehát ellentétesen írja le az ok-okozati viszonyokat.

Az alábbiakban Parker szerkezeti modelljét ismertetem (*Parker, 1958*), ami a következő feltevésekből indul ki:

- a napszél plazmája ütközésmentes,
- a plazma vezetőképessége végtelen, érvényesül a befagyás tétele,
- a Nap mágneses terét a Naphoz közel dipóltérrel közelítjük, mely szerint az erővonalak zártak, kizárólag a pólusok közelében nyitottak,
- az áramlás radiális és stacionárius.

A befagyási törvény értelmében **a kiáramló plazmacsomagok magukkal viszik az adott felületen uralkodó mágneses tér erővonalait** és így kialakul a **nyitott erővonalak tartománya**. (Az erővonalak természetesen záródnak valahol a helioszféra távoli tartományaiban, de az általunk vizsgált térrészben nyitottnak tekintjük őket.) Az erővonalak talppontja azonban a forrásfelülethez rögzítve marad és azzal együtt forog. Ilyen feltételek mellett az erővonalak az arkhimédészi spirállal leírható alakzatnak megfelelően feltekerednek (*3. ábra*). Inerciarendszerben nézve tehát az áramvonalak radiálisak, az áramlás nyomvonala pedig, mely



3. ábra: A napszél mágneses erővonalainak szerkezete az ekliptika síkjában (bal) és három dimenzióban (jobb) (Parker, 1963).

összeköti az azonos forrásból származó plazmacsomagokat, spirális szerkezetű és iránya minden pontban megegyezik a lokális mágneses tér irányával.

A modell leírja az interplanetáris mágneses tér háromdimenziós szerkezetét is. Adott szélességen ($90 - \theta$) a mágneses erővonalak által kirajzolt spirál egy 2θ nyílásszögű kúp palástja mentén halad. Az erővonalak tehát egyre kevésbé vannak felcsavarodva a szélesség növekedésével, mígnem a pólus felett a mágneses tér pusztán radiális (3. ábra).

1.5. A MÁGNESES ERŐVONALAK EGYENLETE

Munkámban elsősorban a bolygóközi mágneses fluxust vizsgálom, ezért az alábbiakban bemutatom az erővonalak egyenletének származtatását, majd a különböző komponensek formáját és jelentőségét (Parker, 1963). A Parker-spirál szerkezetének leírásához a **Nappal együtt forgó**, gömbi koordináta-rendszert képzeljünk el, melynek origója a Nap középpontjában van. A Nap felületéről gömbszimmetrikusan áramlik radiálisan kifelé a napszél. Az együttforgó koordináta-rendszerben szemlélve a napszél sebességvektora (\vec{v}) és a mágneses térerősség vektora (\vec{B}) párhuzamosak. Ezért nem alakul ki a modell szerint elektromos tér. Ekkor a napszélsebesség komponensei:

$$\begin{aligned}
v_{rad} &= v \\
v_{\varphi} &= -\omega r \sin\theta \\
v_{\theta} &= 0,
\end{aligned} \tag{3}$$

ahol v az áramlás sebessége, r a Naptól való távolság, ω a Nap forgásának szögsebessége (1/25.3802 nap), θ pedig a forgástengellyel bezárt szög. (A fotoszféra differenciális rotációját ez a modell nem tartalmazza. Igaz ugyan, hogy a koronára merev forgás jellemző, de a mágneses erővonalak talppontjai a feltételezések szerint mélyebben gyökereznek.) A sebesség azimutális (φ) irányú komponense kizárólag a koordináta-transzformáció miatt jelenik meg, iránya ellentétes a forgásiránnyal. Ekkor az egyes plazmacsomagok által kirajzolt pályagörbe egyenlete a következő (ebben az esetben ez megegyezik az áramvonallal és a nyomvonallal):

$$\frac{1}{r \sin\theta} \frac{dr}{d\varphi} = \frac{v_{rad}}{v_{\varphi}} = \frac{v}{-\omega r \sin\theta} \tag{4}$$

Ugyanez az egyenlet határozza meg a mágneses erővonalakat is. Amennyiben a v napszélességet konstansnak vesszük, az r távolsággal való egyszerűsítés után a fenti egyenlet integrálásával kifejezhetjük az erővonalakat explicit módon is:

$$\begin{aligned}
\int_{r_0}^r dr &= \int_{\varphi_0}^{\varphi} \frac{v}{-\omega \sin\theta} d\varphi \\
r - r_0 &= -\frac{v}{\omega \sin\theta} (\varphi - \varphi_0),
\end{aligned} \tag{5}$$

ahol r_0 és φ_0 választható a forrás koordinátáiként is. A fenti (5) egyenlet az arkhimédészi spirál egyenlete (*Arkhimédész, 225*), de űrfizikában a modell megalkotójáról Parker-spirálnak nevezték el a helioszféra mágneses terét leíró geometriát. Az űrkutatás fejlődése szempontjából óriási jelentősége volt Parker korai elméletének. A NASA által 2018 augusztusában elindított napmegfigyelő űrszondát, a Parker Napszondát róla nevezték el (*Fox, 2015*).

Meg kell jegyezni, hogy mindvégig azt feltételeztük, hogy a mágneses tér befagyása teljes mértékben érvényesül, és a mágneses erővonalak passzívan

sodródnak a plazmával. Valójában ez akkor teljesül, ha a kinetikus energiasűrűség jóval nagyobb, mint a mágneses energiasűrűség, azaz:

$$\text{plazma-}\beta \gg 1$$

$$\frac{\rho v^2}{2} \gg \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (6)$$

Átrendezve a következőt kapjuk:

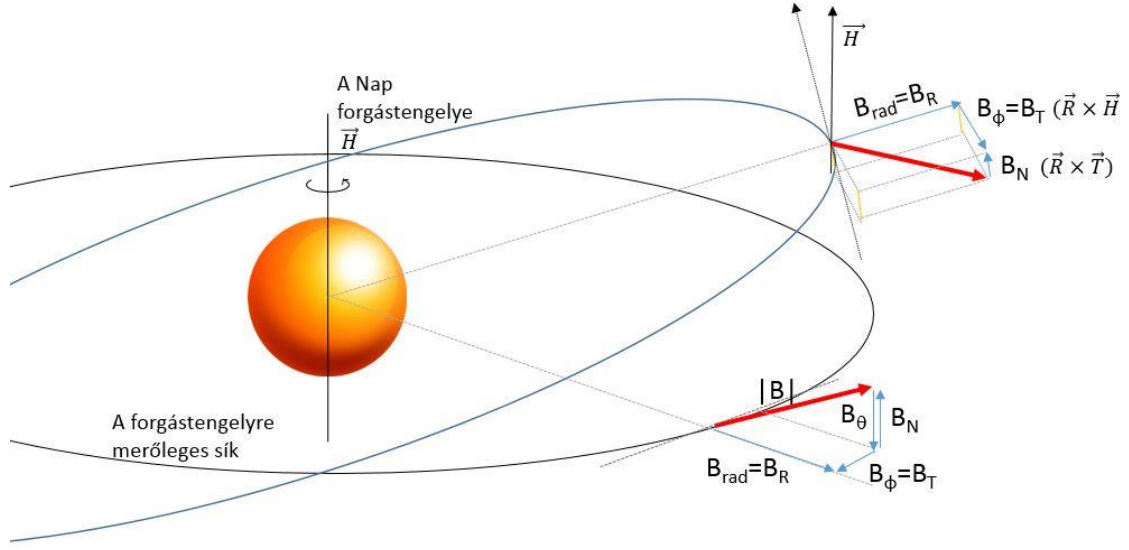
$$v \gg \frac{B}{\sqrt{\rho\mu_0}} \quad (7)$$

Az egyenlet jobb oldalán álló kifejezést Alfvén-sebességnek nevezzük. (Ezzel a sebességgel terjednek az ún. Alfvén-hullámok, melyek a mágneses erővonalak sajátrezgéseiként értelmezhetőek (*Alfvén, 1942*). Az egyenlőtlenség a Naphoz közelebb kevésbé teljesül, itt erősebb a mágneses tér és jobban együtt forog a napszél a Nappal. A **Föld pályájánál** azonban a napszél sebessége az Alfvén-sebességnek közel 10-szerese, tehát érvényes a Parker-féle leírás. A sebesség iránya radiális, de a kezdeti együttforgásból és a Föld keringéséből eredendően van egy nagyon kicsi azimutális komponense is.

1.6. A MÁGNESES TÉR KOMPONENSEI

A \vec{B} mágneses tér komponenseinek meghatározására kétféle leírás is használatos. Itt a gömbi (r, θ, φ) koordinátákat adom meg, melyek ortogonális rendszert alkotnak. B_{rad} a mágneses térerősség vektor radiális komponensének nagyságát jelenti, B_θ az ekliptikában a Nap forgástengelyével párhuzamos komponens, melyet az északi pólustól mért kiegészítő szélesség (*colatitude*) határoz meg, B_φ -t pedig az ekliptika érintőjének iránya határozza meg, a Föld keringési irányával ellentétes.

Ehhez hasonló módon bevezethető az RTN koordináta-rendszer, ahol a radiális (R) és tangenciális (T) komponensek megegyeznek a B_{rad} és B_φ komponensekkel, az északi irányú N komponens pedig párhuzamos, de ellentétes irányú a B_θ -val (4. ábra). Vegyük észre, hogy az ekliptikán kívül, magasabb



4. ábra: A mágneses tér jellemzésére használt RTN és (r, θ, φ) komponensek

szélességeken a B_θ és az N komponens nem párhuzamos a Nap forgástengelyével, hanem az adott pont által meghatározott keringési síkra merőleges, azaz a radiális és tangenciális vektorok keresztszorzata jelöli ki a komponensek irányát.

A fluxusmegmaradás törvénye szerint:

$$\int B_{rad} dA = const, \quad (8)$$

ahol A egy, a Nap köré írt gömbfelszín felületeleme. A fenti törvényt az ω térszöggel kifejezve:

$$\int B_{rad} r^2 d\omega = const, \quad (9)$$

nyilvánvalóvá válik, hogy $B_{rad} r^2$ állandó, tehát

$$B_{rad} \sim \frac{1}{r^2}. \quad (10)$$

A mágneses tér radiális komponense a távolsággal fordított arányban négyzetesen csökken. Ez a napszél-propagációs módszerek egyik alapfeltevése. Legyen B_0 a

mágneses térerősség radiális komponense r_0 -ban, a kiindulási pontban. Ekkor r út megtétele után:

$$B_{rad} = B_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 \quad (11)$$

A **mágneses tér radiális komponensét** a bolygóközi térben keringő műholdak rutinszerűen mérik, így ma már hosszú időre visszanyúló, tágabb tértartományt felölelő adatsorok állnak rendelkezésünkre. A mért adatokból interpolációval – és számos tényező körültekintő kezelésével – következtetni lehet a helioszféra teljes mágneses fluxusára. Az itt a későbbiekben bemutatott hosszútávon visszatérő jelenségeket is elsősorban a mágneses tér radiális komponensében mutattam ki.

Az **érintő irányú** (azimutális / tangenciális) komponens fejlődésének megértéséhez idézzük fel, hogy az együttforgó koordináta-rendszerben a \vec{v} sebességvektor és a \vec{B} mágneses térerősségvektor párhuzamosak. \vec{B} és \vec{v} egyes komponenseinek aránya azonos:

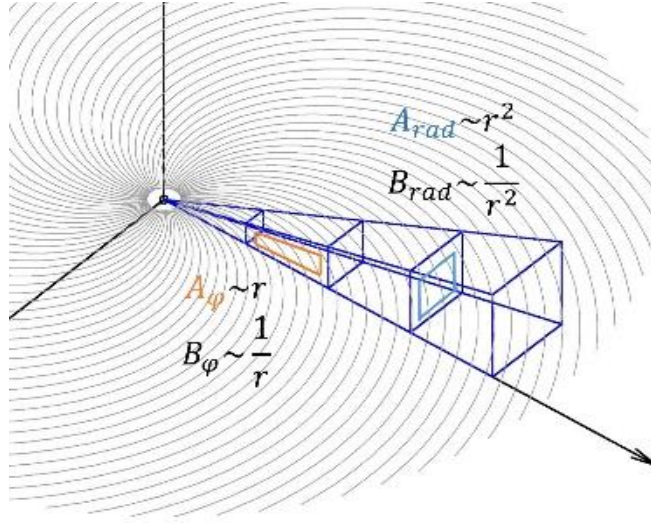
$$\frac{B_\varphi}{B_{rad}} = \frac{v_\varphi}{v_{rad}} = \frac{-\omega r \sin\theta}{v}$$

Ebből:

$$B_\varphi = -B_{rad} \frac{\omega r \sin\theta}{v} = -B_0 \frac{\omega r_0^2 \sin\theta}{v r} \quad (12)$$

A mágneses térerősségvektor **azimutális komponense tehát $1/r$ szerint változik.**

A két komponens közti különbséget szemlélteti az 5. ábra. Terjedés közben a plazmacsomag tágul. Az erővonal radiális komponense a terjedésre merőleges síkot metszi (A_{rad} , az ábrán kékkel jelölt felületelem), melynek felülete r^2 szerint nő, míg az erővonalak mennyisége konstans. Így a radiális fluxus $1/r^2$ szerint változik. Az azimutális komponens az ábrán látható térfogatelem oldalfalát metszi (A_φ , az ábrán sárgával jelölve), melynek területe terjedés közben r szerint nő. Az azimutális komponens fluxusa tehát $1/r$ szerint változik. Vegyük észre azt is, hogy az azimutális komponensben megjelenik a napszél sebessége, míg a radiális komponens nagysága nem függ tőle.



5. ábra: Plazmacsomag tágulása terjedés során: a mágneses tér azimutális és radiális komponensének alakulása.

A mágneses tér azimutális komponense azért jelenik meg, mert az erővonalak talppontjai a Naphoz kötve maradnak. Így a B_ϕ komponens mérésével tesztelni lehet a Parker modellt, bár a napszélben jelenlévő fluktuációk miatt csak hosszabb időszakok (több forgás) átlagát vizsgálva igazolódik be a modell helyessége. A tangenciális komponensből következtetni lehet továbbá a forrás forgási sebességére, esetleg a forrás szélességi elhelyezkedésére is.

A **harmadik komponens** (B_θ vagy B_N , de szokták B_z komponensnek is nevezni) jelentőségében felülmúlja az előzőeket. *Dungey (1961)* ismerte fel elsőként, hogy amennyiben ez a komponens déli irányítottaságú, hatékony mágneses átkötődés jön létre a Föld mágneses tere és a napszél által hordozott mágneses tér között. Ez a mágneses rekonnekció a geomágneses viharok kialakulásának előfeltétele. Parker modelljében azonban a szigorúan radiális áramlás miatt:

$$B_\theta = 0$$

A Parker-spirál radiálissal bezárt szöge a fentiek felhasználásával számolható:

$$\tan \alpha = \frac{B_\phi}{B_{rad}} = \frac{\omega r \sin \theta}{v} \quad (13)$$

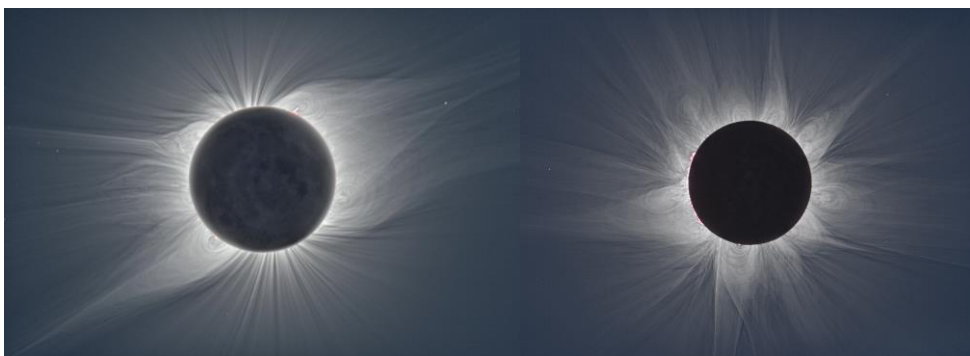
A Helios és a Pioneer űrszondák mérési eredményei minden kétséget kizáróan alátámasztották a Parker-modellt. A szondák mágneses méréseket végeztek a helioszféra igen tág tartományain: a Helios szondák egészen közel, 0.3 Csillagászati Egységre (CsE) megközelítették a Napot (*pl. Bruno és Bavassano, 1997*), a Pioneer-11 pedig már 1974-ben elérte a Jupitert (~ 5 CsE), 1979-ben a Szaturnuszt. A magnetométerek mérései alapján rekonstruálni lehetett a spirális szerkezetű interplanetáris mágneses teret (*pl. Thomas és Smith, 1980*). Az 1977-ben fellőtt Voyager-1 és Voyager-2 űrszondák 2004-ben, ill. 2007-ben elérték a helioszféra belső lökéshullámát, ahol a napszél szubszonikus sebességre lassul. A mágneses tér ezekben a távolságokban (kb. 100 CsE) az ekliptika síkjában közel merőleges a radiális irányra, azaz $\sim 90^\circ$, illetve $\sim 270^\circ$ szöget zár be a radiálissal (*Burlaga, 2005*). **A Föld távolságában, 1 CsE-nél ez a szög kb. 45° .**

A Parker-modell további fontos következménye, hogy pontosabb előrejelzést adott a napszél sűrűségének változására. A tömegáram megmaradása miatt a részecskesűrűség a bolygóközi térben fordítottan arányos a távolság négyzetével, azaz $n \sim 1/r^2$. Ez alátámasztotta Biermann eredményeit (*Biermann, 1951*), de ellentmondott a hidrosztatikus légkör esetében jósolt exponenciális csökkenésnek (*Chapman, 1957*).

1.7. A HELIOSZFÉRA MÁGNESES TERE 3 DIMENZIÓBAN: SZEKTOROK

A helioszféra mágneses terének térbeli struktúráit akkor érthetjük meg igazán, ha először a forrását, azaz a Nap globális mágneses terét vizsgáljuk. A Nap korongját kitakaró koronafelvételeken kirajzolódnak a mágneses erővonalak, ahogy a fotoszféra fénye szóródik az erővonalakra felfűződött elektronokon. A 6. ábrán két napfogyatkozásakor készített felvételt látunk, az első a 23. napfoltciklus végén, aktivitási minimumkor készült, a második a 24. ciklus maximumának elején.

Az első felvételen a korona mágneses tere közel dipóltér szerkezetű. A második képen látható azonban, hogy aktív időszakban felerősödnek a magasabb rendű (kvadrupól, oktapól, stb.) tagok. A Nap felszínéhez közel mindkét időszakban zárt erővonal hurkokat látunk.

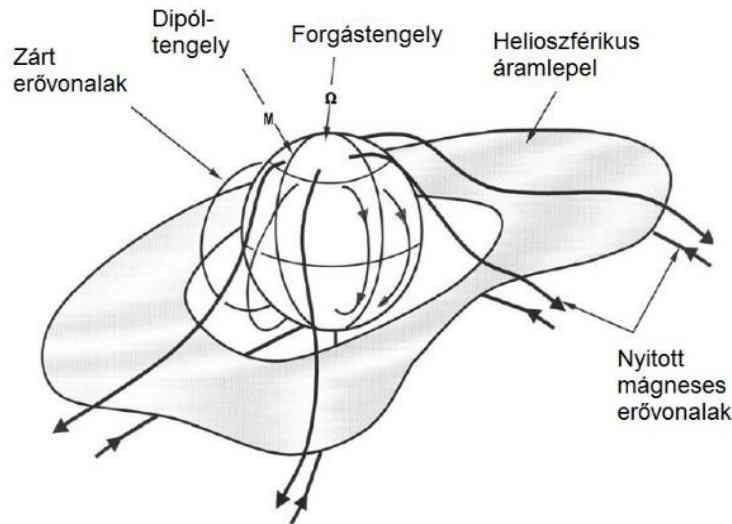


6. ábra: A 2008-as és a 2012-es napfogyatkozás. (Bal: Miloslav Druckmüller, Peter Aniol, Vojtech Rusin, Jobb: Constantine Emmanouilidi, Queensland, Ausztrália)

Nyugodt időszakban a korona mágneses tere egy bizonyos magasság felett – és amint azt látni fogjuk, egy bizonyos magasságig – dipóltérrel közelíthető. Dipóltér közelítés esetén a pólusok felett nyitott mágneses erővonalakat találunk, erősebb unipoláris mágneses térrel. Amíg nem voltak ekliptikán kívüli mérések, a dipóltér feltételezése jóformán az egész helioszférára kiterjedt. 1990-ben azonban útjára bocsátották az Ulysses űrszondát, ami első és azóta is egyetlen űrszondaként 80° -kal az ekliptika fölé emelkedett (a Voyager szondák is csak kb. 31° -ig). Az egyik meglepő mérési eredmény az volt, hogy az interplanetáris mágneses tér radiális komponensének fluxusa nem emelkedett a szélesség növekedésével. A mérést az Ulysses *in situ* végezte, tehát mindez az Ulysses távolságában érvényes (Smith és Balogh, 1995). Ezt azzal magyarázták, hogy a Naphoz közel, kb. $10 R_{\text{Nap}}$ távolságon belül az erővonalak a mágneses nyomás hatására szétterülnek, a pólusoktól az egyenlítői sík felé hajolnak és a B_{rad} komponens eloszlása kiegyenlítődik (Suess és Smith, 1996).

A Nap koronájából kifelé áramló napszél ellentétes polaritású mágneses teret visz magával az északi, ill. a déli féltekén. A kettő között alakul ki az ún. **helioszférikus áramlepel** (ld. 7. ábra).

Bonyolítja a képet az a tény, hogy a Nap feltételezett mágneses dipóltengelye nem esik egybe a forgástengelyével és az ekliptika normálisával sem. A forgástengely szöge az ekliptika normálisával $7^\circ 15'$ -es szöget zár be. (Tehát az ekliptika síkja a Nap egyenlítői síkjával szintén $7^\circ 15'$ -es szöget zár be, de ettől vizsgálataim során eltekintettem, és a két fogalmat egyenértékűen használom.) A



7. ábra: A helioszférikus áramlepel (Smith, 2001)

dipóltengely ferdesége nem határozható meg, mert a Nap aktivitási ciklusa során változik. Minimum aktivitás idején a két tengely szinte egybeesik, és a helioszférikus áramlepel az ekliptika síkjához közel van. Növekvő aktivitás esetén a helioszférikus áramlepel inklinációja is növekszik. Továbbá, maga a mágneses egyenlítő íve is változik: aktív, illetve csökkenő fázisban hullámszó, minimumkor jóval kisimultabb. A két jelenség külön-külön is azt eredményezi, hogy az ekliptika síkjában keringő Földünk hol a mágneses északi térfélen halad, hol a délin (7. ábra, Smith, 2001). Így állnak elő az ekliptika síkjában végzett mérési adatsorokban látható szektorok, azaz a váltakozó polaritású mágneses térrel rendelkező tartományok.

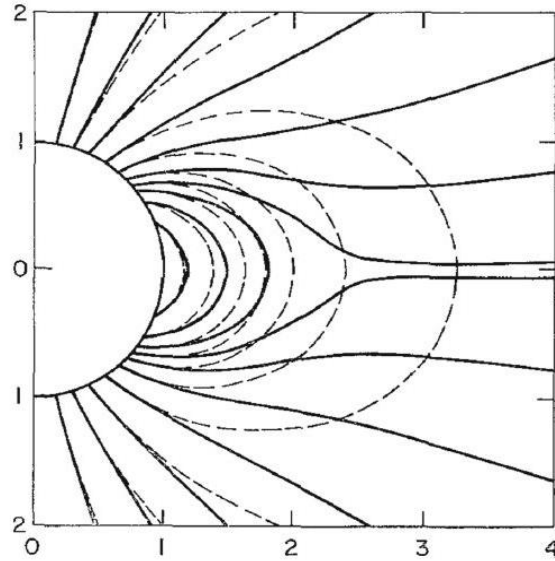
A váltakozó szektorokat már 1965-ben észlelték mérési adatokon (Wilcox és Ness, 1965), de a magyarázatra még évekig várni kellett. A helioszférikus áramlepel a fent leírt hullámszó miatt a „balerina szoknya” elnevezést kapta, de eleinte megalkotói nevét viselte, Schulz-Levy-Alfvén modellként volt közzismert a szakirodalomban (Schulz, 1973; Levy, 1976; Alfvén, 1977). A „balerina szoknya” modellt megerősítették az ekliptikából kilépő Ulysses és Voyager küldetések is, amikor a szondák a „szektor zónából” kilépve az unipoláris zónákban repültek, így a mérésekből hosszú időre eltűntek a szektorok (Smith, 1993 és Burlaga, 2011).

1.8. KORONAMODELLEK

A korona mágneses terének szerkezetét tehát közvetlenül megfigyelhetjük, de a mágneses térerősség mérése ebben a magasságban komoly kihívás. Ezért nem nélkülözhetők a mai napig sem a koronamodellek. A bolygóközi napszél vizsgálatakor **fontos szerep jut a koronamodelleknek a mért napszélcsomagok forrásának azonosításakor.** A 4. fejezet vizsgálataihoz ez nélkülözhetetlen.

A korona modellezésének története Parkerrel (1958) kezdődött, aki még elhanyagolta a mágneses tér hatásait. A kezdeti numerikus modellek (*Noble és Scarf, 1963*) és kétfolyadék leírások után (*Sturrock és Hartle, 1966*), egyre világosabbá vált, hogy a mágneses tér jelentős hatással van a korona plazmájára: meghatározza a sűrűséget, a részecskék sebességét és hőmérsékletét, a modellekben tehát nem lehet elhanyagolni. Az első és legegyszerűbb modell, mely mágneses térrel számolt, az ún. **Potenciáltér Forrásfelület modell** (PFSS, *Potential Field Source Surface*, *Altschuler és Newkirk, 1969; Schatten, Wilcox és Ness, 1969*). A PFSS modell a fotoszféra mágneses terét extrapolálja egy adott magassáig (forrásfelület), azzal a feltételezéssel, hogy a két réteg között erőmentes, azaz potenciáltér uralkodik: nincsenek áramok, a plazma nyomása zérus. Leegyszerűsítve azt is mondhatjuk, hogy a PFSS modell a mágneses tér modellje, mely elhanyagolja a plazmát. A mai napig széles körben elterjedt, és jelen dolgozatban is a PFSS modell eredményeit fogom használni.

A PFSS modellel párhuzamosan fejlődtek a komplexebb MHD modellek, melyek különböző erőket, mágneses teret és magát a plazmát is figyelembe vették. Főként *Pneuman (1966, 1968, 1969)* és *Pneumann és Kopp (1971)* analitikus számításait említem, akik végtelen vezető közeg áramlását vizsgálták centrifugális, nyomásgradiens- és mágneses térerősség jelenlétében. A modell nem volt tökéletes, pl. a gyors napszelet nem tudta megmagyarázni (ezt ma sem tudjuk kielégítően megtenni), de számos érdekes eleme volt, például a megfigyelt *sisakszerű (helmet)* struktúrákat ki tudta mutatni. Ezek zárt mágneses hurkok, melyeket látszólag nyitott erővonalak préselnek össze (ld. 8. ábra). Nyugodt időszakban alacsony szélességeken fordulnak elő, melyet ekkor *streamer belt*-nek nevezünk. *Pneumann és Kopp* modellje volt az első, ami egyértelművé tette, hogy MHD módszerekkel lehet csak sikeresen modellezni a napkorona nagyskálás szerkezeit.



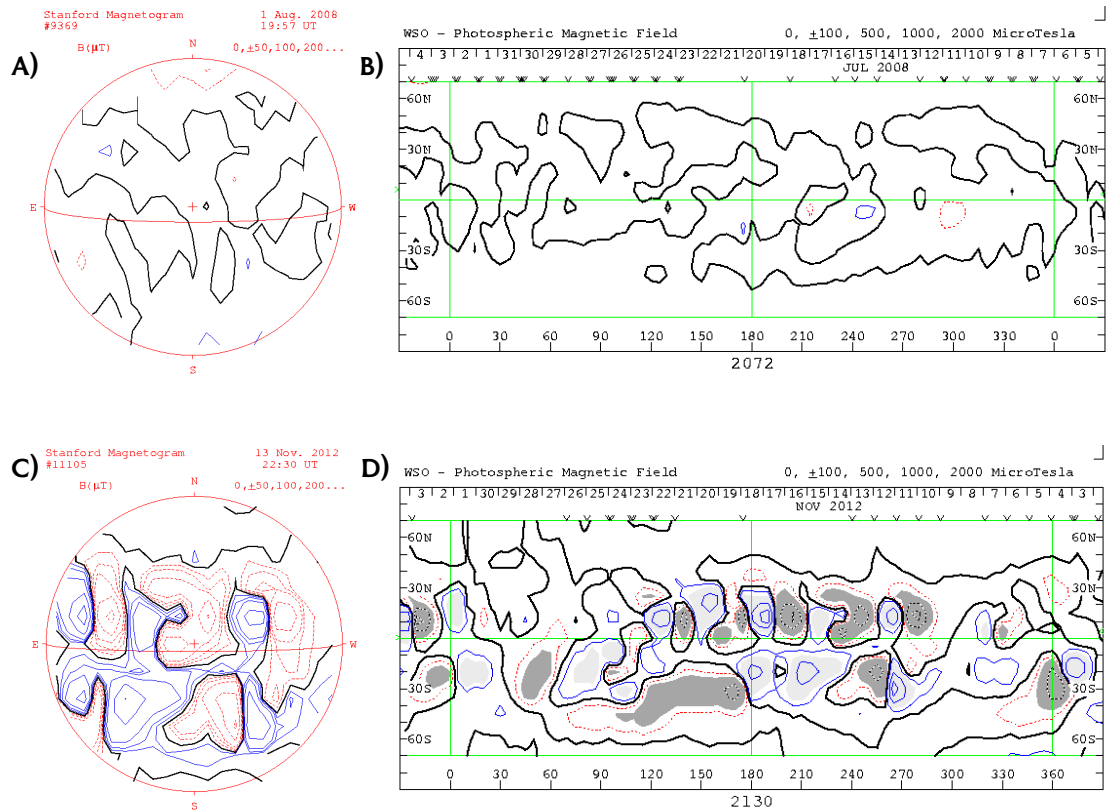
8. ábra: A PFSS modell (szaggatott vonal) és a Pneuman-Kopp féle modell által vázolt mágneses szerkezet összehasonlítása (Pneumann és Kopp, 1971).

1.8.1 A PFSS MODELL

A PFSS az egyik legrégebb és legjobban leegyszerűsített modell (*Altschuler és Newkirk, 1969; Schatten, Wilcox és Ness, 1969*). Előnye a komplex modellekkel szemben, hogy mérésekből pontosan ismerjük a bemeneti adatokat, a fotoszféra mágneses terének erősségét. A fotoszférához közel a Pneumann-Kopp-féle modellel is jó egyezést mutat (ld. 8. ábra).

Ma már a fotoszféra mágneses terét, pontosabban annak látóirányú komponensét több távcső és űrszonda is folyamatosan méri. Az alábbiakban az amerikai egyesült államokbeli Wilcox Solar Observatory (WSO, Stanford, California) adatait használom és mutatom be, de hasonló mágneses térképeket készítenek a Mount Wilson Solar Observatory (MWO), a Kitt Peak National Observatory, illetve a GONG hálózat távcsövei is. A látóirányú (radiális) komponens nagyságát spektroszkópiai módszerekkel, a Zeeman-effektusnak köszönhetően tudják meghatározni. A semleges vas abszorpciós vonala mágneses téren áthaladva felhasad, komponensekre esik. A felhasadás mértéke függ a mágneses tér erősségétől.

Alacsony térbeli felbontású, napi magnetogramok készülnek a mágneses tér radiális komponenséről (9/a,c ábra), illetve ezek felhasználásával szinoptikus



9. ábra: Pillanatnyi fotoszféra felvételek (a,c) és egy teljes forgás összesített adataival előállított szinoptikus térképek (b,d) (WSO, <http://wso.stanford.edu>).

térképek a Nap teljes felszínéről (9/b ábra). A szinoptikus koronaterkép függőleges tengelye a naprajzi szélességnek felel meg, a vízszintes tengely pedig a naprajzi hosszúságnak. A hosszúsági fokokat a Carrington-féle heliografikus koordináta-rendszerben tüntetik fel, ahol a kezdőmeridián az a hosszúság, amivel a Föld 1853. november 9-én szembenézett (Carrington, 1863). Ekkor kezdte ugyanis Carrington a napfoltok megfigyelését, és innentől számozzák a Carrington forgási ciklusokat. Ez a koordináta-rendszer egységes forgást feltételez, ami az átlagos forgási periódusnak felel meg: a sziderikus forgási periódus 25.38 napos, a szinodikus 27.2753 napos. Mivel a Nap forgása az óra járásával ellentétes irányban történik, a hosszúsági fok (9/b és 9/d ábra alsó vízszintes tengelye) csökken az idővel. Az ábra felső vízszintes tengelye napokat jelöl, és jobbról balra mutat, míg a hosszúsági fokok balról jobbra növekednek.

A 9. ábrán a korábban említett két napfogyatkozás idején készült méréseket látjuk: az első magnetogram 2008. augusztus 1-jén készült, a hozzá tartozó szinoptikus térkép a július 5 – augusztus 4-ig terjedő időszakot, azaz a 2072-es

Carrington forgási ciklust öleli fel. Ez a 23. napciklus végén, a különösen hosszan elnyúló minimum idején történt. A második magnetogram 2012. november 13-án, a 2130-as Carrington rotációs ciklus és a 24. napfoltciklus maximumakor készült. Az ábrákon vastag fekete vonal választja el a pozitív (kifelé mutató) és negatív (befelé mutató) mágneses teret, melyet piros, illetve kék szín jelöl. A magnetogram és a szinoptikus térkép felbontása eltérő, a magnetogramon az egyes izovonalak ± 50 - 100 - $200 \mu\text{T}$ térerősséget jelentenek, a szinoptikus térképen ± 100 - 500 - 1000 - $2000 \mu\text{T}$ térerősséget.

Szembeötlő a különbség a két időszak között: maximum aktivitás idején több izovonalat, erősebb tereket látunk: a magnetogramon kisebb foltokban akár $\pm 500 \mu\text{T}$ erősségű teret is regisztráltak, míg a nyugodt időszakban $\pm 50 \mu\text{T}$ volt a maximum. Ezt a különbséget támasztja alá a két nap napfoltszáma is: 2008. augusztus 1-jén nem volt napfolt a napkorong látható felén, 2012. november 13-án 188 db napfoltot regisztráltak.

Amint az a *fenti ábrákon* látható, a fotoszféra mágneses tere rendkívül összetett struktúrát mutat, melyet gömbi harmonikusok segítségével lehet leírni (pl. *Hoeksema, 1991*). A magasabb rendű harmonikusok tere gyorsan csökken a távolsággal, így egy bizonyos magasság felett már csak a dipól összetevő marad meg. **Ezért nyugodt aktivitási időszakban a Nap koronájának mágneses terét dipóltérrel közelítjük.**

Foglaljuk össze, milyen információkkal rendelkezünk a Nap mágneses teréről:

- napi felvételek a fotoszféra mágneses terének radiális komponenséről,
- koronafelvételek a korona mágneses terének szerkezetéről,
- űrszondás és műholdas mérésekkel pedig az interplanetáris térben mérjük a napszél különböző paramétereit – ezek azonban a terjedési effektusok következtében nem feltétlen egyeznek a forrásrégió napszél-paramétereivel.

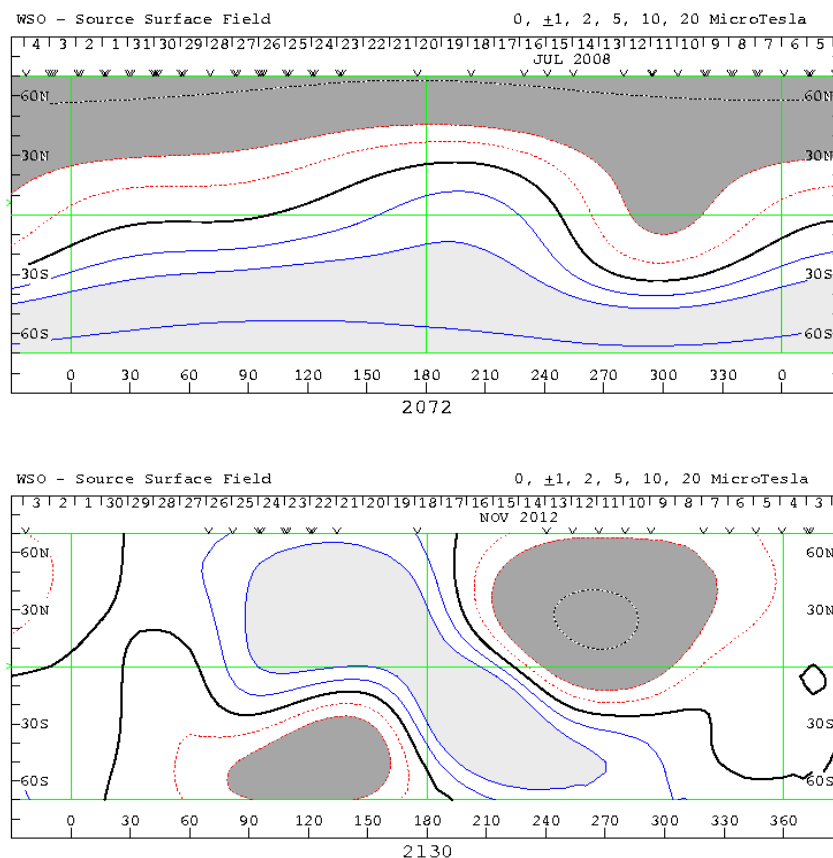
A PFSS modell ezekből az adatokból határozza meg a korona, azaz a napszél forrásrégiójának mágneses terét. A modell belső határfeltételeit a szinoptikus térképeken ábrázolt radiális mágneses tér szabja meg (ld. *9. ábra*). Ezeket a mágneses tér adatokat extrapolálja a korona magasságáig, többek között azzal a feltételezéssel, hogy a fotoszféra és a forrásfelület között nincsenek áramok, tehát

potenciáltér uralkodik. **Forrásfelületnek azt a felületet nevezi, ahol érvényesül a befagyás tétele, és hagyományosan $2.5 R_{\text{Nap}}$ távolságban definiálja.** (A forrásfelület távolsága a modell egyik szabad paramétere.) A külső határfeltételeket a forrásfelület beállított paramétereinek jelentik: itt a napszél áramlása miatt a mágneses tér radiális, az árammentes potenciáltér megszűnik. Ezt a távolságot úgy határozták meg, hogy az ebből számított mágneses koronatérképek jó egyezést mutassanak a koronába visszafelé extrapolált interplanetáris mérésekkel. A modellt azóta többen is továbbfejlesztették (*Hoeksema, 1984* és *Wang és Sheeley, 1992*), elsősorban a forrásfelület távolságát igyekeztek pontosabban meghatározni, illetve *Lee (2011)* megállapította, hogy ez a távolság időben változó, a napfoltciklus aktivitásától is függ.

A modell gyenge oldala, hogy magasabb szélességeken kevésbé megbízhatóak az eredményei. A mérési adatok ugyanis a mágneses tér látóirányú Zeemann-felhasadásán alapulnak. Magasabb szélességeken kisebb a látóirányú komponens, a felhasadás is csak nagyobb hibával mérhető.

A PFSS modell eredménye egy szinoptikus koronatérkép. A korábban bemutatott két időszakra készült koronamodelleket a *10. ábrán* látjuk. Szembeötlő, hogy a koronában kevésbé strukturált a mágneses tér, mint a fotoszférában. Nyugodt időszakban (2008. július vége – augusztus eleje) az északi és déli pólust elválasztó helioszférikus áramlepel az ekliptika síkjához közel ($\pm 30^\circ$) helyezkedik el, az ábrán vastag fekete vonal jelöli. Az időszak elején az ekliptika síkjában keringő Föld a helioszférikus áramlepel (balerina szoknya) felett van (*10. ábra*, felső térkép, jobb oldala), pozitív, azaz a Naptól kifelé mutató mágneses térben. Majd kb. júl. 15-26-ig negatív, befelé mutató mágneses térben, majd újra pozitív térben kering. Ebben a ciklusban tehát két szektort lehet az ekliptikai mérési adatokon látni. Aktív időszakban (2012. november) azonban felbomlik a dipólstruktúra, és négy mágneses szektor jelenik meg a földközeli méréseken.

A koronamodellek egyik sarkalatos pontja, hogy hogyan lehet a napszél forrásfelületét modellezni. A napszél forrásrégiója valójában egy átmeneti tartomány, de a modellekben egy konkrét paraméterként jelenik meg. Parker modelljében az ún. szónikus pontra teszi a hangsúlyt, ahol a napszél sebessége eléri a közegbeli hangsebességet, és amin túl szuperszónikussá válik az áramlás. Forrásfelületként meghatározott egy referencia felületet, ahol feltételezések szerint



10. ábra: Szinoptikus koronatérképek a PFSS modell szerint nyugodt (fent) és aktív időszakban (lent) (WSO, <http://wso.stanford.edu>).

a mágneses tér és a napszélsébség radiális. Ezt 10^6 km-re tette a Nap középpontjától, kb. $1.4 R_{\text{Nap}}$ távolságra (Parker, 1963). A PFSS modellben a forrásfelület az a felület, ahol megszűnik a potenciáltér. Első megalkotói $1.6 R_{\text{Nap}}$ (Schatten, 1969), illetve $2.5 R_{\text{NAP}}$ (Altschuler és Newkirk, 1969) távolságra tették. Mindez azért fontos, hogy megértsük, milyen mélységből hozza magával a napszél az ott uralkodó mágneses teret.

A napkutatás két további fő kérdése a koronafűtés és a napszélgyorsítás. A 2018 augusztusában fellőtt Parker Napszonda (Fox, 2015), és a hamarosan útnak induló ESA űrszonda, a Solar Orbiter is ezen kérdések megválaszolását tűzte ki egyik feladatául (Müller, 2013).

1.9. NAPSZÉL: GYORS, LASSÚ ÉS TRANZIENS

Az amerikai Mariner-2 űrszonda volt az első, amely részletesen elemezte a napszél összetevőit. Már ekkor megfigyelték, hogy a mérésekben „hosszan tartó, nagy sebességű áramlatok sorozatát lehet látni, amelyeket lassabban mozgó plazma választ el egymástól” (*Neugebauer és Snyder, 1962*). A Helios-1 űrszonda mérései után vált igazán egyértelművé, hogy a gyors és lassú napszél eredete eltérő és a kettőt külön kell kezelni, mert szinte minden egyéb paraméterükben is különböznek (*Rosenbauer et al, 1977*). Az adatsorokban éles határokat lehetett megfigyelni a különböző plazmacsomagok között, mind hosszúság, mind szélesség szerint. A különböző napszélfajták legfontosabb paramétereit az 1. táblázat mutatja be (*Schwenn, 1990*).

Földi és rakétás röntgenfelvételekből *Krieger (1973)* arra következtetett, hogy a gyors napszél a koronalyukakból ered. A koronalyukak a korona sötétebb tartományai, ahol „nyitott”, kevésbé szétterjedő erővonalakat és erősebb mágneses teret találunk. Jellemzően nyugodt időszakban jelennek meg magasabb szélességeken, ahol hosszú ideig stabilan fennállnak, de nem ritkák az alacsony szélességeken előforduló, esetleg egyenlítői koronalyukak sem. *Levine et al. (1977)* igazolta Krieger felvetését, és megállapította, hogy van összefüggés a nyitott, kis divergenciájú mágneses terek és a gyors napszél között. Ebből arra következtetett, hogy a mágneses tér divergenciájának fontos szerepe van a napszél gyorsításában. Az állítást megerősítették *Wang és Sheeley (1990)* modellszámításai, melyek egy, a mágneses erővonalak szétterülését leíró, ún. expanziós faktort is tartalmaztak.

1.Táblázat: Átlagos napszél paraméterek 1 CsE távolságban, a napfoltciklus nyugodt időszakában (*Schwenn, 1990*)

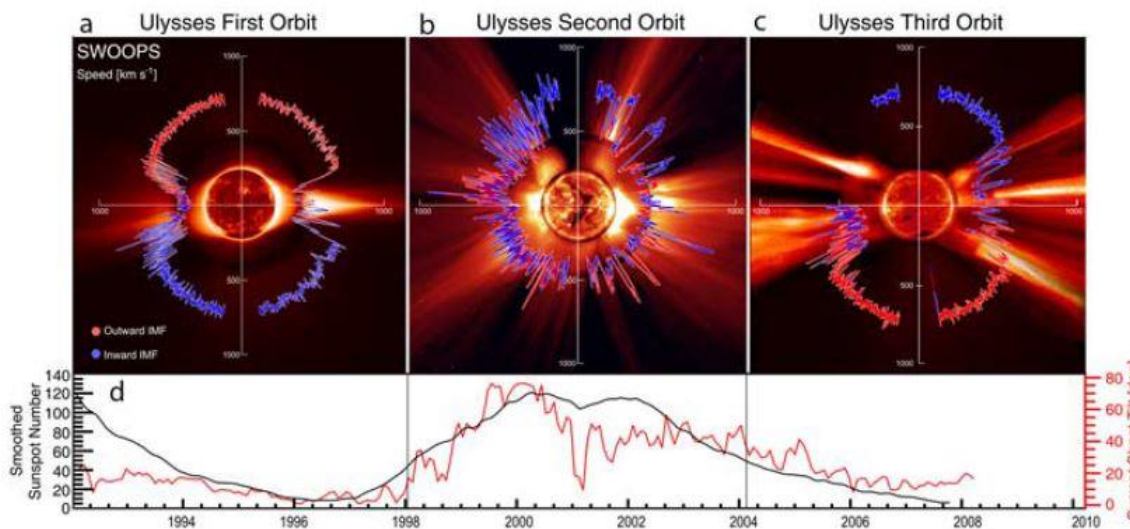
	<i>Lassú napszél</i>	<i>Gyors napszél</i>
<i>sebesség</i>	250-400 km/sec	400-800 km/sec
<i>proton sűrűség</i>	10 / cm ³	3 / cm ³
<i>proton hőmérséklet</i>	3.4 x 10 ⁴ K	2.3 x 10 ⁵ K
<i>elektron hőmérséklet</i>	1.3 x 10 ⁵ K	1 x 10 ⁵ K
<i>hélium tartalom</i>	2.5%, változó	3.6 %, állandó
<i>mágneses térerősség</i>	4-7 nT	4-7 nT

Ekkor már ismert volt a *Pneumann és Kopp (1971)* által vázolt koronamodell (ld. 8. ábra), mely MHD hatásokkal magyarázta az erővonalak szétterülését, *sisakszerű* struktúrák kialakulását. Ezeket az eredményeket a bolygóközi térre adaptálva születtek az első bolygóközi tér-modellek is (*Steinolfson, 1982*, és *Pizzo 1978, 1980*). Ezek a modellek nagyskálájú, átlagos sebességű plazmamozgásokat írnak le egy napfoltcikluson keresztül. Minimum aktivitáskor a következő elemeket tartalmazzák:

- a mágneses pólusok közelében: nyitott mágneses erővonalak tartománya, mely koronalyukakba tömörödik. A korona akadálytalanul tágul, a plazma itt emiatt híg, a kiáramlási sebesség gyors. A plazma mágneses terének előjele csak egyféle lehet, azaz unipoláris.
- a mágneses egyenlítő környékén (heliografikus szélesség $\pm 30^\circ$): zárt mágneses erővonalak (*sisakszerű* képződmények öve, vagy „*streamer belt*” régió). Ezen az övön belül történhet polaritásváltás.
- a napszél bimodális jellege előállítható, ha a gyors napszél a pólusok fölötti koronalyukakból ered, a lassú napszél pedig alacsonyabb szélességekről.

A nyitott és zárt erővonalak jelenlétét koronafelvételek is igazolják. A lassú napszél eredete azonban ma sem tisztázott teljesen. Annyi bizonyos, hogy a vékony helioszférikus áramlepel környékén – dipól elrendeződés esetén – zárt mágneses erővonal hurkokat találunk, amik lehetetlenné teszik a plazma gyors kiáramlását. Nagyobb magasságban a mágneses tér gyengébb, a plazma termikus nyomása megnő a mágneses nyomáshoz képest, és a plazma képes arra, hogy magával húzza az erővonalakat (*Gosling, 1981*). Az áramlási sebesség minden esetre alacsonyabb lesz (pl. *Borrini, 1981, Bruno, 1986*). Ezen túlmenően azonban többféle elmélettel is találkozunk: *Noci et al (1997)* szerint a mágneses erővonal hurkok között is vannak nyitott erővonalak, amelyek mentén a plazma kifelé tud áramolni. *Wang et al (1998)* szerint mágneses átkötődés (rekonnekció) jön létre a zárt hurkok és a közelben lévő nyitott erővonalak között, és ennek köszönhetően szabadul ki mégis a lassú napszél plazmája. *Wang* javasolta azt is, hogy a lassú napszél a koronalyukak széléről érkezik (*Wang and Sheeley, 1990*).

A fentiek következménye, hogy a zárt erővonal-tartományok felett vékony áramréteg jön létre, mely elválasztja az ellentétes irányú mágneses erővonalakat: ez a már korábban említett helioszférikus áramlepel.



11. ábra: Az *Ulysses* űrszonda napszélsébség mérései három forduló során polárkoordináta-rendszerben. A mérések alatt a napfoltszámot és a helioszférikus áramlepel dőlésszögét látjuk (McComas, 2008).

Az *Ulysses* küldetés meghatározó eredménye, hogy a szonda három teljes fordulatot tett a Nap körül, egészen az északi és déli szélesség 80° -ig kiemelkedve az ekliptikából. A három fordulatból az első és az utolsó a napfoltciklus minimumára esett (22. és 23.), a középső fordulat a 23. ciklus maximumára. A méréseken (11. ábra) kirajzolódik a kétféle napszél szélesség szerinti elkülönülése nyugodt időszakban (McComas, 2008).

McComas színes ábráin a napszélsébséget látjuk a mérés helyének függvényében, polárkoordináta-rendszerben ábrázolva. A három grafikonon a tengelyekkel bezárt szög a mérés helyének ekliptikához viszonyított szélességértékét jelenti, a középponttól való távolság a sebesség nagyságának függvénye. Az ábrázolt adat piros vagy kék színe pedig a mágneses tér polaritását mutatja. Az első és a harmadik forduló napfoltciklus minimum idején, illetve csökkenő időszakban történt, mint ahogy a színes ábrák alatti napfoltszám grafikonon is látható. Ekkor a Nap globális mágneses tere dipól jelleget mutatott. Ebben az elrendeződésben gyors napszelet csak magasabb heliografikus szélességeken mért az *Ulysses* szonda, méghozzá ellentétes polaritását az északi, ill. a déli féltéken. Az átlagos napszélsébség itt 750 km/s , az átlagos sűrűség (földpályára normálva) 2.5 cm^3 volt (Phillips, 1994). Lassú napszelet az ekliptikához közeli régióban detektált egy keskeny sávban, mely sáv szélessége $\pm 20^\circ$ és $\pm 30^\circ$ között ingadozott, a dipóltengely

dőlésének és a helioszférikus áramlepel hullámozásának függvényében. Ebben a sávban a napszél sebessége többnyire alacsonyabb volt, de jóval nagyobb ingadozásokat mutatott, átlagos értéke 300-450 km/s körül volt (*Gosling, 1997*). Ebben a sávban az ingadozások jelenléte a helioszférikus áramlepel hullámozásának tudható be. A harmadik forduló során hasonló mérési eredményeket kaptunk, de itt az is nyilvánvaló, hogy az új ciklusban megfordult a Nap mágneses tengelye, polaritásváltás történt. A második forduló az aktivitási ciklus maximuma alatt zajlott, ekkor egyaránt erősen fluktuált a napszélssebesség és polaritás.

Meg kell még említeni a napszél egy harmadik fajtáját, a koronakitörések (*coronal mass ejection, CME*) során a bolygóközi térbe kerülő plazmát. Koronakitörés alkalmával a korona mágneses terének instabilitása miatt hatalmas tömegű anyag szakad el a Nap légkörétől és mágneses erővonalak által egyben tartva terjed a bolygóközi térben. Az erővonalak talppontjai idővel elszakadnak és az anyag mágneses felhőként terjed tovább. Ez a plazma lehet akár lassabb is, mint a háttérnapszél, amiben terjed, de általában gyorsabb, akár a 2000 km/s sebességet is elérheti. A kilöködött plazma anyaga számos tényezőt tekintve különbözik a napszél plazmájától: összetétel, ionizációs szint, stb. Többször megfigyelték, hogy 30%-kal több héliumot tartalmaz, amiből arra lehet következtetni, hogy a Nap légkörének alsóbb rétegeiből származik az anyag, ahol a gravitáció okozta rétegződés miatt feldúsulnak a nehezebb ionok (*Hirschberg, 1970*).

A koronakitörés eredménye az interplanetáris térben terjedő mágneses felhő (ICME, *interplanetary coronal mass ejection*), mely általában maga előtt tolja a lassabban haladó napszélplazmát, mellyel a bolygóközi tér jelentős torzulásait idézi elő. A felhő előtt gyakran kialakul egy lökéshullám, ahol feltorlódik, sűrűsödik és felmelegszik a plazma, hirtelen megnő a sebesség és felerősödik a mágneses tér. A hullámfront mögött pedig jellemzően ritka plazma van. A legjellegzetesebb paraméter, amiből következtetni lehet mágneses felhő jelenlétére a mágneses vektor lassú elfordulása. Ritkán fordul elő, hogy ezek az ismertetőjegyek mind felismerhetőek egy adatsoron, így nagy gyakorlat kell ahhoz, hogy magabiztosan azonosítsunk egy koronakitörést vagy mágneses felhőt (*Schwenn, 2006*).

A hűvösebb koronalyukakból származó gyors napszél az oxigéntartalom alapján is elkülöníthető a koronakitörések plazmájától. Az ún. *koronahőmérsékletet* az O^{6+}/O^{7+} ionok arányszámából állapítják meg. A koronában egy bizonyos magasság felett már olyan ritkák az ütközések, hogy az oxigénionok nem tudnak

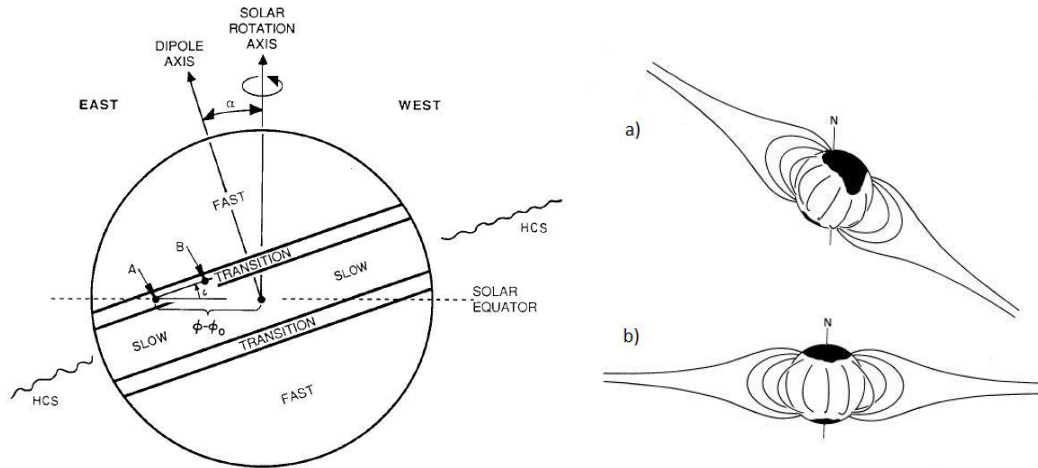
rekombinálódni. Így a különböző izotópok aránya „befagy” a plazmába és változatlan marad a terjedés során. A Föld környezetében mért arányszámból tehát következtetni lehet a forrás hőmérsékletére és a plazma eredetére (*Hundhausen, 1968*).

1.10. AZ EGYÜTTFORGÓ KÖLCSÖNHATÁSI TARTOMÁNY: CIR

Az interplanetáris teret kitöltő napszél szerkezetét nagy skálán vizsgálva előtűnnek ún. *együttforgó kölcsönhatási tartományok* (CIR, *corotating interaction region, Smith and Wolfe, 1976*). **A munkám során az interplanetáris térben azonosított, hosszútávon fennálló visszatérő struktúrákról a 4. fejezetben bebizonyítom, hogy CIR-struktúrák.** Ezért az alábbiakban részletesen bemutatom, hogyan keletkeznek, mik a főbb jellemzőik és hogyan észleljük ezeket a kölcsönhatási tartományokat a Földnél.

A bolygóközi térben a gyors és lassú napszél radiálisan terjed. A Nap forgása során, a forrásrégióból adott irányba váltakozva áramlik gyors és lassú napszélplazma. Ennek következtében a gyors plazmacsomag adott helyen utoléri a lassú plazmát. Mivel a plazma „befagyott” mágneses erővonalakat visz magával, a gyors plazmacsomag nem tudja leelőzni a lassú plazmát, mert a mágneses erővonalak nem keresztezhetik egymást. A gyors plazmacsomag ekkor összenyomja, majd maga előtt tolja a lassú plazmát, aminek következtében lelassul, míg az előtte lévő lassabb plazma valamelyest felgyorsul - így alakul ki a kölcsönhatási tartomány. Kölcsönhatási tartomány jön létre a gyors napszél mögött is, ahol az őt követő lassú napszél lemarad, és ezáltal ritkul a plazma. Általában azonban az összenyomott plazma tartományát értjük „kölcsönhatási tartomány” alatt. Ami érdekessé teszi ezt a struktúrát, az az, hogy a bolygóközi térben – tekintve bizonyos törvényszerűségeket és feltételeket – ez a tartomány együtt forog a Nappal és a Földről vagy űreszközzről nézve rendszeresen visszatér.

A rendszeres visszatérés feltétele, hogy a napszél forrásrégiója ne változzon számottevően egy körbefordulás során – ez napfoltciklus minimum idején és hanyatló fázisban többnyire adott. Nem ritka, hogy a Föld távolságában egy-egy CIR-struktúra 3-5 forgási perióduson keresztül is nyomon követhető.



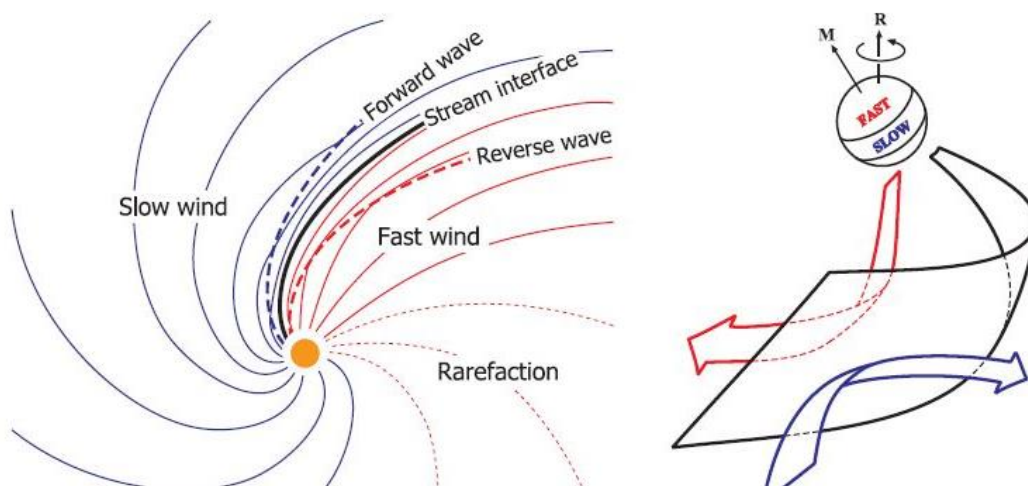
12. ábra: A CIR-struktúra kialakulásának fő okai. Bal: gyors és lassú napszél forrásrégióinak szélesség szerinti elkülönülése, és a mágneses tengely ferdesége (Gosling, 1999), Jobb: a dipóltengely dőlése (a) csökkenő fázisban és (b) minimumkor (Hundhausen, 1977)

Említettem, hogy a korona mágneses tere a fotoszféra felett dipóltérrel közelíthető, melynek tengelye szöget zár be a Nap forgástengelyével (12. ábra). Ez a szög a 11 éves napciklus során változik: napfoltciklus minimum idején a két tengely szinte egybeesik, csökkenő fázisban a kettő jelentősen eltér. (Növekvő fázisban és maximumkor a dipól közelítés nem alkalmazható.) Ennek megfelelően a mágneses egyenlítő síkjában elhelyezkedő helioszférikus áramlepel minimum idején közel megegyezik a Nap egyenlítői síkjával, emiatt az ekliptika síkjával is. Mivel lassú napszél a mágneses egyenlítő környékéről ered, ilyenkor a Föld többnyire a lassú napszél tartományában kering (12./jobb b, ábra). Amikor a Nap mágneses egyenlítője nagyobb szöget zár be az ekliptika síkjával, a Föld keringése során váltakozva a helioszférikus áramlepel alatt, illetve felett tartózkodik, ellentétes mágneses térben. Az áramlepelhez közel lassú napszélben kering, magasabb mágneses szélességeken gyors napszélben (12./bal ábra). Így alakulnak ki a korábban említett mágneses szektorok, de így alakulnak ki a kölcsönhatási tartományok is: az ekliptika síkjában keringő Föld felé hol gyors, hol lassú napszélplazma csomagok indulnak el és találkoznak egymással valahol a bolygóközi térben, majd a Nap forgásának megfelelő időszakonként visszatérnek. A kialakuló kölcsönhatási tartományok így együtt forognak a Nappal, innen ered elnevezésük is. Ez egy egyszerűsített kép, a mágneses dipól alkalmazásán túl figyelmen kívül

hagyja a helioszférikus áramlepel hullámzását is, amely szintén hozzájárul CIR-struktúra kialakulásához.

A 13. ábrán az ekliptikát felülnézetből látjuk (Pizzo, 1991). A lassú és sűrű napszél tartományát kék, a gyors és híg napszél tartományt piros áramvonalak jelölik. A kettő között kialakuló határfelületet (*stream interface*, Burlaga, 1974) fekete vonal jelöli. A napszéllel együtt mozgó koordináta-rendszerben szemlélve (13./jobb ábra) mind a lassú, mind a gyors plazma a határfelület felé áramlik. Itt eltérülnek, majd kölcsönhatnak az előttük (illetve mögöttük) haladó plazmacsomagokkal. A határfelület két oldalán ez a zavar kifelé (lassú napszélben), illetve befelé (gyors napszélben) terjed, ezeket nevezzük *előre haladó hullámnak* (*forward wave*), illetve *hátrafelé haladó hullámnak* (*reverse wave*). A 13. ábra jobb oldalán látható Pizzo-modell szerint a kölcsönhatási tartomány határfelületének síkja ferde, azaz szöget zár be az ekliptika normálisával. Ez a szög közel megegyezik a Nap mágneses tengelyének az ekliptikával bezárt szögével. Ebből következik, hogy a különböző napszél plazmacsomagok nem csak az ekliptika síkjában térülnek el, hanem az ekliptikára merőlegesen is (Riley, 1996). Az eltérést három dimenzióban vizsgálva azt látjuk, hogy:

- az utolért lassú napszél a Nap forgásirányába (nyugatra) és többnyire a Nap egyenlítője felé térül el, magasabb szélességeken ritkán detektálható,
- a gyors napszél a Nap forgásirányával ellentétes irányba (keletre), és többnyire a pólusok felé térül el.



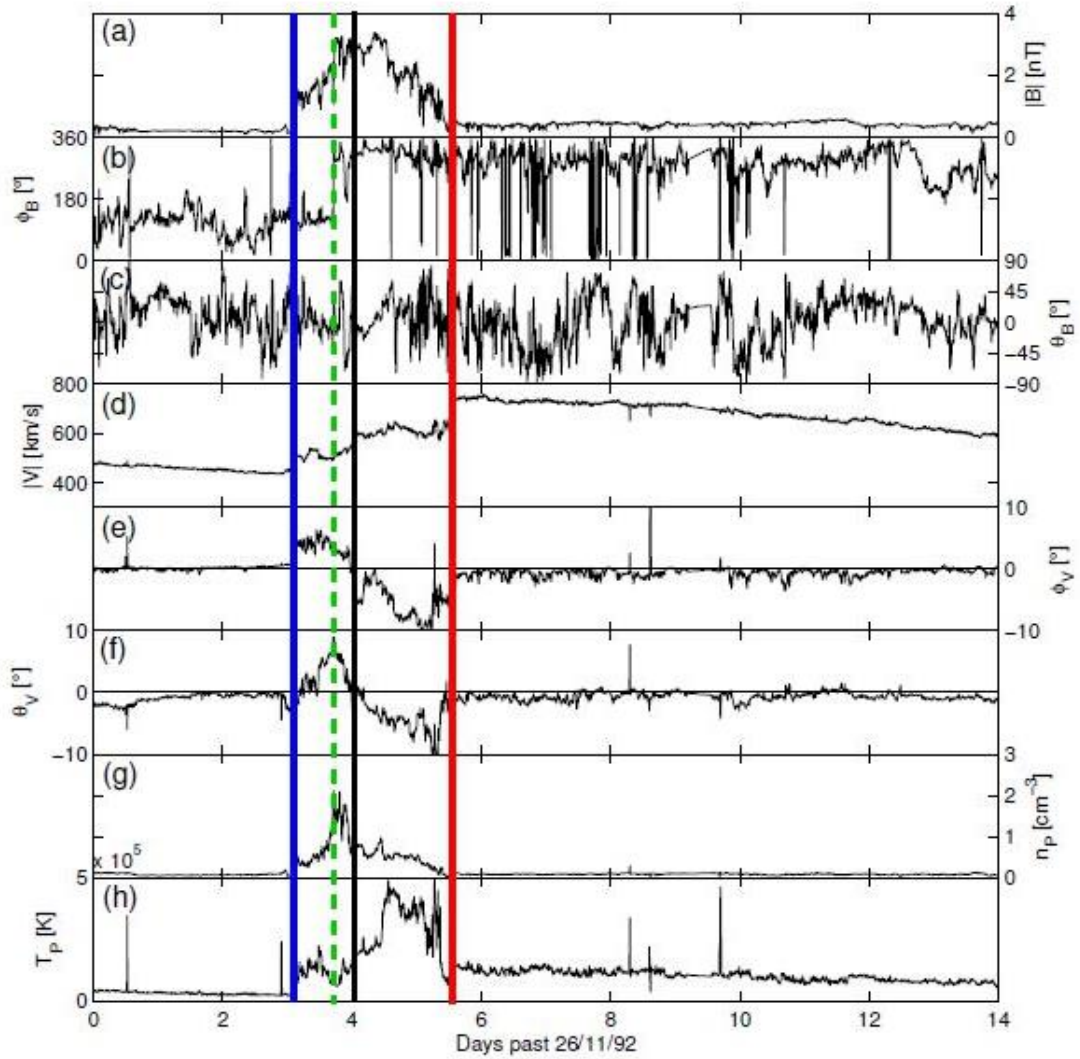
13. ábra: A gyors (piros) és lassú (kék) napszél találkozásakor kialakuló határfelület a pólusok felől (bal), és a napszéllel együtt mozgó koordináta-rendszerből tekintve (jobb) (Pizzo, 1991).

Mindezt az Ulysses misszió igazolta a sebességvektor különböző komponenseinek változásai alapján (*Gosling, 1993*). Hosszú adatsorokat vizsgálva a kelet-nyugati eltérésben megfigyelhető a szisztematikus trend (*Gosling et al, 1978*), de az észak-déli eltérésben nem (*Riley, 2011*). Sőt, a vizsgált esetek egy jelentős részében egyáltalán nem volt észak-déli eltérés, tehát a határfelület síkja merőleges volt a radiális irányra. Ennek oka lehet, hogy míg a kelet-nyugati eltérést a Nap forgása okozza, az észak-déli eltérésért a forrásközei napszélsebesség-eloszlás felelős. Itt kapnak szerepet azok a kutatások, melyek a mért napszélértékek alapján igyekeznek meghatározni a forrásrégiót, azaz visszavetíteni az adott plazmacsomagot egy-egy koronabeli struktúrához. *Riley (2012)* modellje szerint a CIR-struktúrának lesz nem 0° dőlésszöge, amennyiben a (korábban bemutatott) klasszikus modellnek megfelelően keletkezik, azaz a Nap mágneses tengelyének dőlése miatt. Ha azonban a gyors napszél egyenlítői koronalyukakból származik, és a környezetében lévő lassú napszél tartományba ékelődik, a kialakuló kölcsönhatási tartomány az ekliptika síkjában fejlődik, és a két plazmacsomagot elválasztó határfelület merőleges lesz az ekliptika síkjára.

A 13. ábráról az is kiderül, hogy a CIR-struktúra sosem a Naphoz közel, hanem a forrásfelülettől bizonyos távolságban kezd körvonalazódni, majd a radiális terjedés során továbbfejlődik. A távolság, ahol már egyértelműen megjelenik a két különböző sebességű plazmacsomag között kialakuló határfelület, elsősorban a sebességektől, a plazmacsomagok longitudinális kiterjedésétől és a Nap forgási szögsebességétől függ. Éppen ezért a differenciális rotáció miatt magasabb szélességeken gyengébb a kölcsönhatás (*Siscoe, 1976*). (A forgási szögsebesség fontos szerepet játszik a csillagászatban, távoli csillagok körül kialakuló CIR-struktúrák vizsgálatakor, ld. pl. *Mullan, 1984*.) Modellezések szerint a kölcsönhatás legkorábban 0.3 CsE-nél, legkésőbb 6 CsE-nél kezd kifejlődni, de tipikus napszélértékek esetén 1 CsE-nél, tehát a Földpálya körül már detektálható (*Nolte et al, 1976, Mullan, 1984*).

1.10.1. CIR MŰHOLDAS MÉRÉSEKEN

A kölcsönhatási tartományok jellegzetes módon jelennek meg műholdas méréseken: hirtelen és egyszerre csökken a részecskesűrűség és megnövekszik a protonhőmérséklet (*Gosling, 1978*).



14. ábra: *Ulysses által 5.1 CsE távolságban megfigyelt CIR. (a) mágneses térerősség, (b) mágneses tér azimutális komponense, (c) mágneses tér normális komponense, (d) napszélsebesség, (e) napszélsebesség azimutális komponense (f) napszélsebesség normális komponense (g) protonszűrűség, (h) protonhőmérséklet*

A fekete függőleges vonal mutatja a gyors és lassú plazmaáramok közti határfelületet, a piros (kék) vonal mutatja a hátrafelé (előrefelé) haladó hullám frontját, amely a határfelület mögött (előtt) terjed. A zöld szaggatott vonal a helioszférikus áramlepel helyét jelöli (Owens és Forsyth, 2013).

A 14. ábrán egy Ulysses űrszonda által detektált CIR-struktúrát mutatok be a sebesség- és a mágneses tér komponensein, illetve a sűrűség- és hőmérséklet-paramétereken keresztül (*Owens és Forsyth, 2013*). A mérések 5.1 CsE távolságban, az ekliptika síkjától 20°-kal délre történtek.

A 14. ábra első három adatsora a **mágneses tér** abszolút értékét, azimutális (B_φ) és normális (B_θ) komponensét ábrázolja. A határfelület környékén a plazma összenyomódik, az erővonalak sűrűsödnek, azaz a mágneses térerősség megnő. A mágneses térerősség vektora elfordul, iránya a határfelülettel lesz párhuzamos. Az Ulysses mérési adatain pontosan kijelölhető az a tartomány, ahol a mágneses tér felerősödik: ez a két pont jelöli az előrefelé haladó hullám (kék vonal) és a hátrafelé haladó hullám frontját (piros vonal). **Ez a két front jelöli ki a hagyományos értelemben vett kölcsönhatási tartományt.**

A mágneses térerősség azimutális komponense a határfelület két oldalán ellenkező irányban térül el (14/b ábra). A mérési adatsor elején (majdnem a 4. napig) az azimutális komponens eltérése 0°-180° közé esik, a 4. nap után azonban 180°-360° közötti. Itt tehát szektorátmenetet is látunk, szaggatott zöld vonal jelöli a teljes adatsoron a helioszférikus áramleplen való áthaladás idejét. Az Ulysses mérései 5.1 CsE távolságban (közel az aphéliumhoz) történtek, itt a mágneses tér radiálistól való eltérése közel 90°. Az első négy napon 90° körül ingadozik a vektor, míg a helioszférikus áramlepel „túloldalán” 270° (= -90°) körül ingadozik. Nem szükségszerű, hogy egy CIR-struktúrában polaritásváltás történjen, de gyakran kíséri egymást a két jelenség. Erre a kérdésre még külön kitérek a 4. fejezetben.

A kétféle plazmacsomagot elválasztó határfelület azonosításához a sebességvektor vizsgálatára van szükség. A **sebesség** abszolút értéke a kölcsönhatási tartomány előtt kb 500 km/s (időben kb. az első három nap), míg a 6-14. nap között 700 km/s körüli. A két különböző sebességű plazmacsomagot könnyen lehet azonosítani. A kölcsönhatási tartományon belül szinte folyamatos az átmenet a két érték között, azaz a lassú napszél sebessége megnő, a gyors napszél sebessége lecsökken. Az áramlás alapvetően radiálisan történik, tehát a sebességvektor azimutális (v_φ) és normális komponense (v_θ) 0 közeli értéket mutat, kivéve a kölcsönhatási tartományon belül. Itt, a határfelület egyik oldalán pozitív, a másik oldalon negatív értékű kis eltéréseket (max 10°) mért az űrszonda. A sebességvektor nemradiális komponenseinek eltérései jelölik ki a határfelület helyét.

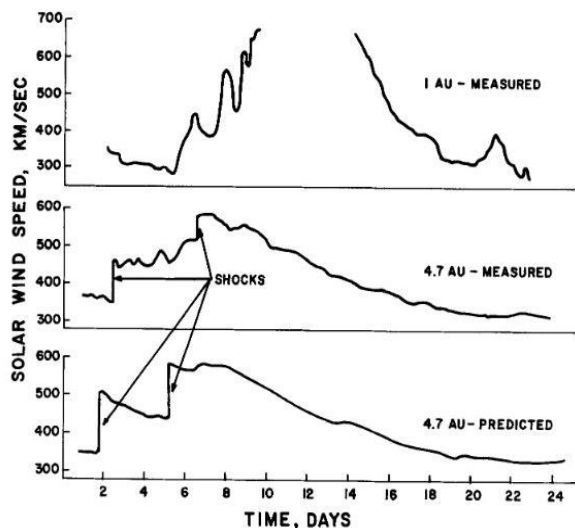
A kölcsönhatási tartományon belül a sűrűség és a hőmérséklet is megnő (ld. 14/g-h ábra). A határfelület két oldalán azonban ellentétes a növekedés. A lassú, sűrű plazma az összenyomódása miatt jóval sűrűbb lesz, mint a gyors, ritka plazma. A gyors plazmacsomag viszont eleve forróbb. Ahogy lelassul, kinetikus energiája hővé alakul, hőmérséklete jobban megnő (*Owens és Forsyth, 2013*).

Kiemelném, hogy a helioszférikus áramlepel (zöld szaggatott vonal) a határfelület előtt jelenik meg, a CIR-struktúrán belül. Ez sok esetben a radiális terjedésnek tudható be: az előre haladó hullám terjedése során elérheti és túljuthat a helioszférikus áramlepel határán. Emiatt a növekvő távolsággal egyre gyakrabban látjuk ezt a határt a CIR-struktúrán belül megjelenni (*Thomas és Smith, 1981*). 1 CsE távolságban az esetek kétharmadában találjuk a helioszférikus áramleplet a kölcsönhatási tartományon belül, de mindig a határfelület előtt, 3 CsE-en kívül pedig minden esetben (*Borrini, 1981*).

A két plazmacsomagot elválasztó határfelület és az előtte, illetve mögötte megjelenő hullámok jelentik a kölcsönhatási tartományt. Radiális terjedés során ez a szerkezet élesedik, végül lökéshullámmá alakulhat át. Amennyiben megjelenik a lökéshullám a határfelület mindkét oldalán, a sebességnek hirtelen ugrása lesz a két hullámfronton, a kölcsönhatási tartományon belül pedig kialakul az ún. *sebességplató* (*Gosling, 1986*), ahol a sebesség szinte konstans értéket vesz fel. A jelenség vizsgálata a csillagászok körében is gyakorlat, mert spektroszkópiai eszközökkel a csillagszélnek ez a legkönnyebben megfigyelhető vonása (*Mullan, 1984*).

1.10.2. CIR RADIÁLIS FEJLŐDÉSE

A napszél sebességének és nyomásának radiális fejlődését többen is modellezték, különös tekintettel a kialakuló CIR-struktúrákra. Ezek a munkák a mai napszél-propagációs modellek szerves részei (ld. 2. fejezet). A legfontosabb megállapításokat a *Hundhausen (1973)* és *Gosling és Pizzo (1999)* cikkek alapján a 15. ábra segítségével az alábbiakban röviden összefoglalom.



15. ábra: Azonos időben, de különböző távolságokban mért és modellezett napszélsebesség. Fent: IMP7 műhold mérései 1 CsE-nél, Középen: Pioneer-10 mérései 4.7 CsE-nél, Lent: IMP7 méréseiből 4.7 CsE-re propagált adatok (Gosling, 1976).

Az 15. ábra különböző távolságokban mért és földközeli mérések alapján modellezett napszélsebességeket hasonlít össze 1973 augusztusában, mikor a Föld és a Jupiter közel fedésben voltak. A felső grafikon a Föld körüli IMP7 műhold méréseit, a középső grafikon a Pioneer-10 űrszonda (Hall, 1974) által mért napszélsebességet mutatja. (Az IMP7 mérésekben mutatkozó adathiány oka, hogy az érintett időszakban a műhold a Föld magnetoszférájában tartózkodott.) A Pioneer-10 mérései 16 órával később, 4.7 CsE távolságban történtek, közel a Nap-Föld vonalhoz, tehát nagyjából ugyanannak a plazmaáramnak a paramétereiről van szó. A legalsó grafikon az IMP7 méréseiből MHD módszerrel propagált, modellezett napszéladatokat ábrázolja (Gosling, 1976). Annak érdekében, hogy a mérések összehasonlíthatóak legyenek, a Pioneer-10 adatokat időben el kellett tolni úgy, hogy a gyors plazmaáram frontja a grafikonokon azonos időben legyen a két szondánál – feltételezve, hogy a napszél állandó sebességgel terjedt a Föld és a Jupiter között. Amint az látható, a távoli szondához két nappal korábban érkezett meg a gyorsabb plazmaáram, mivel a lassabb plazmát az előrefelé haladó hullámok felgyorsították. Csökkent a sebességprofilban jelentkező ugrás amplitúdója, és a 6. és 10. nap közötti nagyfrekvenciás ingadozások is csillapodtak. 4.7 CsE távolságban a sebességprofil emelkedő részén két lökeshullámot is látunk, ezek az előre- és hátrafelé haladó hullámok által keletkeztek (ld. 13. ábra). A lökeshullámok után a sebesség jóval lassabban csökkent a Pioneer-10 távolságában, mint a Földnél.

1.11. ÖSSZEFOGLALÁS, KITEKINTŐ

Az elmúlt évtizedekben különösen nagy hangsúlyt fektetett a fizikus és csillagász tudós társadalom arra, hogy megértsük azokat a Napon, Nap közelében és az interplanetáris térben lejátszódó folyamatokat, melyek Földünk úridőjárását alakítják. Az első nagy missziók, melyek a Napot kutatták, a Helios, majd az ekliptikából kilépő korszakalkotó Ulysses voltak. Feltárták a Nap mágneses terének fontosabb jellemzőit, napciklussal való változásait, igazolták a Parker-spirál és a helioszférikus áramlepel létezését. Nehéz lenne felsorolni az összes küldetést, melyek az utóbbi évtizedekben előrevitték a napkutatót. Itt azokra a missziókra koncentráltam, melyek elsősorban a napszélkutatás kérdéseihez járultak hozzá. Így kimaradt például az ESA-NASA közös fejlesztésű L1 pontban keringő SOHO (Solar and Heliospheric Observatory, *Domingo, 1995*), mely először készített folyamatos, hosszú távú megfigyelést napkitörésről, illetve a Napot két pontból vizsgáló és szintén napkitörésekre fókuszáló STEREO (Solar TERrestrial RElations Observatory, *Kaiser, 2008*) űrszondák, de hosszan lehetne még folytatni a sort.

A legújabb missziók egyike a 2018-ban a NASA által útnak indított Parker Napszonda, mely a tervek szerint kb. 10 napsugárnyira közelíti meg a Napot (*Fox, 2016*). Az ESA hamarosan útnak induló Solar Orbiter űrszondája pedig pályájának Naphoz közel eső részén a Nap forgásával megegyező sebességgel fog keringeni, egy adott heliografikus hosszúság felett (*Müller, 2013*). Mindkét misszió célja, hogy megértsék a koronafűtés és napszélgyorsítás jelenségét.

Céлом az volt, hogy bemutassam azt a ritkán hangoztatott szempontot is, miszerint a Nap és Föld folyamatos megfigyelése mellett hangsúlyt kell fektetnünk az interplanetáris térre is. A napkitörések mellett az itt részletesen bemutatott, csak a bolygóközi térben kialakuló együttforgó kölcsönhatási tartományok is okozhatnak geomágneses viharokat. Előrejelzésük a rendszeres visszatérésük miatt egyszerűbb és fontos. A napszél terjedésének kérdéseit sokkal könnyebb a folyamatosan rendelkezésünkre álló háttérnapszelet vizsgálva kutatni, mint a napkitörések terjedését elemezve.

A napszélterjedés kutatását több pontból célszerű vizsgálni, így nagy segítséget jelentenek a különböző bolygókhoz, célpontokhoz indított űrszondák „cruise fázis” adatai (pl. MESSENGER, MErcury Surface, Space ENvironment, GEochemistry, and Ranging, *Solomon, 2007*). A különböző helyeken mért napszéladatokat összevetéséhez elengedhetetlen a napszél modellezett terjedése

(propagációja). Ennek révén a mért adatot össze tudjuk kapcsolni a Napon található forrással is, hogy keletkezési körülményeit megismerjük, de a céltárggyal is, hogy a kifejtett hatásokat megérthessük. Erről lesz szó a 2-3. fejezetben.

2. NAPSZÉL-PROPAGÁCIÓ

A napszélmodellek a napszél terjedését igyekeznek rekonstruálni. A módszereket, feltételezéseket és egyszerűsítéseket attól függően választják meg, hogy mi a modell célja. Az évtizedek alatt számos modell született, melyeket nehéz lenne bármilyen szempont szerint egyszerűen definiálható csoportokba osztani, ezért az alábbiakban a leggyakoribb célokat sorolom fel:

- A helioszféra mágneses szerkezetének rekonstruálása a legelső alkalmazások egyike. A Föld közelében, 1 CsE-nél mért adatokat használnak, és ezt különböző napszélmodellekkel vetítik vissza a Naphoz, vagy kifelé, a külső bolygók felé. Az első munka ezen a területen 1968-ból való (ld. alább, *Schatten, Ness, Wilcox 1968*), de ma is kutatott terület.
- A napszél eredetének meghatározása, napfelszíni jelenségekkel való összevetése. Úttörőnek számít ezen a területen *Nolte és Roelof* munkája (1973), de a 2020-ban útnak induló Solar Orbiter missziónak is ez az egyik célkitűzése.
- Űridőjárási események, azaz a napszél és különböző égitestek plazmakörnyezetének, és az ott lejátszódó folyamatok vizsgálata. Napszél-paramétereket határozzunk meg – többnyire – az ekliptika síkjában úgy, hogy mért adatok alapján a napszél terjedését modellezzük (propagáljuk) egy tetszőleges pontba. **A gyakorlatban ezeket a módszereket nevezik „propagációs” módszereknek.**
- Napszélparaméterek modellezése a háromdimenziós Naprendszer tetszőleges pontjaira, napmegfigyelések adatait felhasználva. Mérföldkőnek számít *Wang és Sheeley (1990)* munkája, illetve ennek továbbfejlesztett változata (*Arge és Pizzo, 2000*). A ma is használt *Wang-Sheeley-Arge-modell* (WSA)

az online elérhető ENLIL számítógépes úridőjárás szimuláció alapjául szolgál (<https://www.ngdc.noaa.gov/enlil>). Ezeknek a modelleknek csak egy része a napszél-propagáció.

A felsorolt célok érdekében mért vagy modellezett napszélparaméterek (sebesség, sűrűség, mágneses tér, stb.) alapján, bizonyos terjedési modelleket definiálva határozzuk meg ugyanezeket a paramétereket egy másik pontban. A terjedési modellek elemei a következők:

- a terjedés során a sebesség lehet konstans, vagy változhat a plazmára ható gravitáció és centrifugális erő következtében,
- a terjedés során a sebesség változhat a különböző sebességű plazmacsomagok közti kölcsönhatások következtében,
- a terjedés során a mágneses tér a tágulásnak megfelelően, a távolság inverzének négyzetével fordított arányban – vagy más modell szerint – változik,
- a forrásfelületen a kezdeti sebesség és mágneses tér szigorúan radiális, vagy lehet azimutális komponense is.

2.1. NAPSZÉL-PROPAGÁCIÓS MODELLEK

A napszél-propagációs modellek elsősorban azt a célt szolgálják, hogy a helioszféra azon pontjain is meg tudjuk becsülni az úridőjárasi viszonyokat, a napszél paramétereit, ahol nincsenek *in situ* mérések. Ezek a modellek külön kezelik a folyamatosan áramló háttérnapszelet, melynek tulajdonságait és jellegzetes vonásait az előző fejezetben bemutatattam, valamint a tranziens jelenségeket, a napkitöréseket.

A háttérnapszél terjedésének modellezése többnyire ballisztikus vagy magnetohidrodinamikai (MHD) módszerrel történik, de mindkettőnek a korábban bemutatott Parker-féle napszélmodell az alapja (Parker, 1958).

A ballisztikus módszer egyszerű: azt vizsgálja, hogyan mozog egy „eldobott” napszélplazma-csomag, ha semmilyen erő nem hat rá. A „ballisztikus” elnevezés éppen ezért félrevezető lehet, mert földi környezetben az elhajított test mozgását értjük alatta, amire csak a gravitáció és (esetleg) a közegellenállás hat. Napszél-propagáció esetén pedig a ballisztikus módszer eltekint a Nap gravitációjától. A

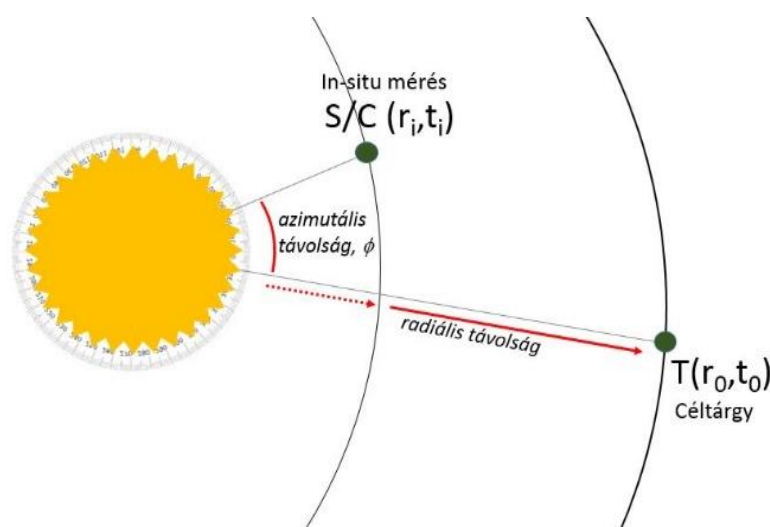
„ballisztikus” görög eredetű szó, a „hajítás” szóra vezethető vissza. A propagációs módszer elnevezése pusztán a hajításra utal: a Naptól való elszakadás után a plazmára a modell szerint semmilyen erő nem hat. Ezek a modellek eltekintenek a gravitációtól és az egyes csomagok közti kölcsönhatásoktól is. A terjedést radiálisnak, a sebességet konstansnak tekintik. Ennek következtében az együttforgó rendszerben a mágneses tér párhuzamos a sebességgel, elektromos tér nem alakul ki (ld. Parker-modell, 1.5. fejezet).

A MHD modellek fizikailag pontosabb képet adnak a terjedésről: modellezik a különböző sebességű napszélcsomagok közti kölcsönhatásokat, hidrodinamikai és MHD hullámok terjedését, energetikai viszonyokat, stb. Közelítések azonban itt is vannak: a napszél propagálásakor ideális MHD-t alkalmazunk, azaz a plazmát tökéletesen vezető közegnek tekintjük, melynek nincs ellenállása. Az elmélet alapegyenletei a Maxwell-egyenletek, a hidrodinamikai egyenletek és a csatoló-egyenletek. Számításigényes modellek, melyek kimenete számos szabad paramétértől is függ, melyeket gyakran önkényesen határoznak meg, pl. a nyomás, adiabatikus index, viszkozitás, stb. Az egyes MHD modellek különbözhetnek még a kezdeti feltételekben és dimenziójukban is.

Számos „köztes” modell van, melyek túllépnek az egyszerű ballisztikus megközelítésen, és valamennyire figyelembe veszik a plazmára ható erőket (pl. *Tasnim, Cairns, Wheatland, 2018* gyorsuló napszélmodellje), vagy a plazmacsomagok közti kölcsönhatásokat (pl. *Arge és Pizzo, 2000*). Az általam kidolgozott *mágneses lasszó* módszer is ez utóbbi csoportba tartozik: az egyes plazmacsomagok közti kölcsönhatást a dinamikus nyomás függvényében kezeli.

2.2. BALLISZTIKUS MODELLEK

A ballisztikus modellek népszerűsége az egyszerűségükben rejlik. Fizikailag ugyan nem pontosak, de a belső helioszférabeli kutatások során és a napciklus nyugodt időszakában jól alkalmazhatóak. A ballisztikus módszer az *in situ* mért napszéladatokból következtet arra, hogy az adott céltárgyhoz milyen plazma érkezik. A mérőműszer által detektált plazmacsomag természetesen nem fog a céltárgyhoz érkezni (hacsaknem fedésben vannak), hiszen radiálisan terjed kifelé. De a műszer által detektált plazma *forrásából* származó ugyanolyan paraméterekkel rendelkező *másik plazmacsomag*, egy *másik időben* meg fog érkezni a céltárgyhoz.



16. ábra: A mérőműszer (in situ mérés) és a céltárgy (T) távolsága: radiális és azimutális távolság.

A ballisztikus módszer azt számolja tehát, hogy a mért paraméterekkel rendelkező plazmacsomag mikor érkezik a helioszféra egy másik pontjához – közben a terjedését radiálisnak, a sebességét konstansnak tekintve. A céltárgy és a mérő űrszonda elhelyezkedésétől függően a propagáció történhet radiálisan „kifelé”, azaz a Naptól távolodva, vagy „visszafelé”, azaz a Nap felé. A ballisztikus modellek külön kezelik a céltárgy és a mérőműszer radiális és szögbéli távolságát (16. ábra).

Amikor a Föld és a céltárgy nincsenek egy vonalban, azaz nem azonos heliografikus hosszúság felett állnak, hanem ϕ szöget zárnak be egymással, a napszélparamétereket „el kell forgatni” a céltárgy felé. Ez a forgatás $\Delta t = -\phi/\omega$ alapján történik, ahol ω a Nap forgási szögsebességét jelenti. Azzal a feltételezéssel élünk, hogy a forgatás Δt ideje alatt a napszél forrásrégiója nem változik.

Könnyen belátható, hogy a leghosszabb Δt időtartam, amelyre a forrás stacionáriusságát feltételeznünk kell, fél napfordulat. (Az az eset, amikor a mérőszonda és a céltárgy a Nap ellentétes oldalán vannak.) A propagáció akkor megbízható, ha a céltárgy és a mérőműszer radiális- és szögbéli távolsága kicsi.

A ballisztikus propagáció egyik legkorábbi alkalmazása 1968-ból való: Schatten, Ness és Wilcox a helioszféra mágneses térszerkezetét próbálták rekonstruálni. Az 1 CsE-nél mért mágneses tér adatokat extrapolálták a helioszféra különböző pontjaira (0.4 és 1.2 CsE között) a mért sebességadatok felhasználásával (Schatten, 1968). Nolte és Roelof (1973) továbbfejlesztették a módszert: a mért

napszélsébséget felhasználva az adatokat egészen a forrásig propagálták, és határozták meg annak heliografikus hosszúságát. Ezt a módszert EQRH - módszernek (extrapolated quasi-radial hypervelocity) nevezték, utalva arra, hogy a sebességet radiálisnak tekintik és ez alapján extrapoláltak előre- és hátrafelé. Nem vették figyelembe a terjedési effektusokat, és egyéb gyorsítási hatásokat, ezért a Parker-modellnek megfelelő elméleti mágneses erővonal mentén történt a propagáció. Megmutatták, hogy a forrás hosszúságának helyzetét $\sim 10^\circ$ -os hibahatárral meg lehet állapítani.

Itt érdemes röviden megjegyezni, hogy a hiba nagysága a propagáció irányától is függ. Közel a Naphoz ugyanis nagyobb a különbség az egyes plazmacsomagok sebessége között, így ha mindegyiket a saját sebességével propagáltatjuk, jóval több lesz az egymást keresztező nyomvonal. Másrészt, a napszél sebessége valójában nem állandó: az (elhanyagolt) gravitáció miatt a plazma gyorsulása kifelé haladva exponenciálisan csökken. Naphoz közeli adatok esetén tehát az elhanyagolt erőhatás nagyobb, mint a Föld távolságában.

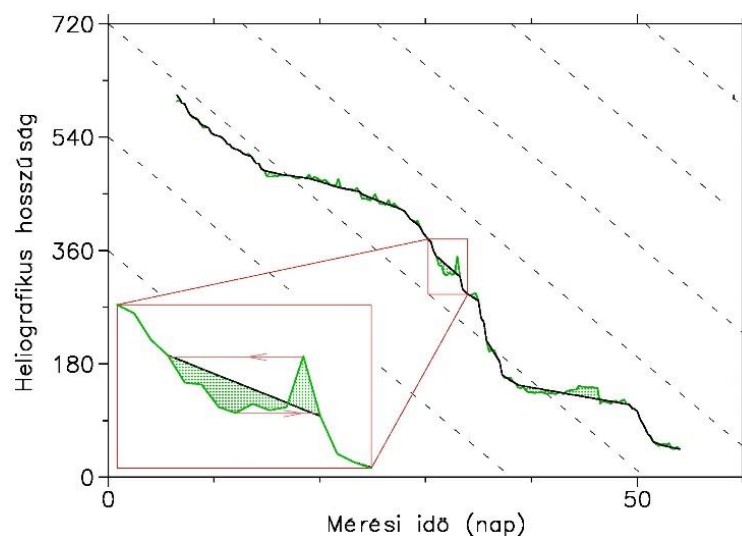
A ballisztikus módszer első úridőjárasi alkalmazása a Voyager-időszakra tehető. Desch és Rucker azt vizsgálták, milyen kapcsolatban lehet a Szaturnusz pulzáló rádiósugárzása a napszélnyomással (*Desch és Rucker, 1983*). A Voyager-1 űrszonda által mért napszéladatokat propagálták a Szaturnuszhoz az 1980-as év végén. Ekkor a Voyager-1 és a Szaturnusz szinte fedésben voltak, egymáshoz közel: a vizsgált időszakban a távolság 1.6 CsE és 0.1 CsE között változott.

2.3. KINEMATIKUS MODELLEK

Kinematikus modellnek azokat a modelleket nevezhetjük, melyek a ballisztikus modellen alapulnak, de valamilyen formában figyelembe veszik a különböző sebességű plazmacsomagok közti kölcsönhatásokat.

Hakamada és Akasofu (1982), majd később a modelljüket továbbfejlesztő *Fry (2001)* grafikus módon kezelték a kölcsönhatást. Szintén grafikus megoldást választott *Erdős és Balogh (2010)*, melyet részletesebben bemutatok. Ha nem vesszük figyelembe a különböző sebességű plazmacsomagok közötti kölcsönhatásokat, akkor azok látszólag leelőzhetik egymást. Ez akkor is jelentkezik, ha az 1 CsE-nél mért értékeket visszavetítjük a Naphoz. Ekkor megkapjuk azt a heliografikus hosszúságot, ahonnan az adott plazmacsomag ered. Ha azonos

sebességgel érkezik az összes plazmacsomag, forrásaik hosszúsága időben monoton csökkenő függvényt eredményez (ld. 17. ábra, szaggatott vonalak). Ha különböző sebességűek a plazmacsomagok, forrásaik hosszúsága nem folytonosan csökken, hanem hullámhegyek és hullámvölgyek alakulnak ki. A hullámszás kiegyenlítésére Erdős és Balogh grafikus interpolációt használtak: adott lokális maximumot és az őt megelőző minimumot egy trapéz átellenes pontjaiként definiálva, a trapéz egyik átfogója lett az új függvény. Az új függvényértékekhez pedig módosított sebességértékek rendelhetők.



17. ábra: Erdős és Balogh interpolációs módszere az egymást leelőző plazmacsomagok elkerülésére (Erdős és Balogh, 2010).

Gyakran idézett még *Arge és Pizzo (2000)* numerikus módszere, akik a napszél által megtett távolságot radiális irányban lépésközökre (r_i) bontották, és minden lépésnél újraszámolták az egyes napszélcsomagok sebességét a következő képlet alapján:

$$v_{i+1,j} = \sqrt{\frac{2}{\left(1/v_{i,j}\right)^2 + \left(1/v_{i,j+1}\right)^2}}, \quad (14)$$

ahol $v_{i+1,j}$ a j-dik hosszúsághoz tartozó plazmacsomag sebessége r_{i+1} távolságban. Ez a módszer tehát az egymást követő plazmacsomagok sebességkülönbségének függvényében módosítja az eredeti sebességeket. A módszer

előnye, hogy ha $v_{i,j} < v_{i,j+1}$, akkor az új $v_{i+1,j}$ sebesség nőni fog, azaz a plazmacsomag gyorsulását tapasztaljuk, ha $v_{i,j} > v_{i,j+1}$, akkor lassulást.

A következő fejezetben bemutatásra kerülő *mágneses lasszó* (Dósa et al., 2018) módszer szintén az egymást követő plazmacsomagok sebességének függvényében alakítja ki az új sebességértékeket, de annyiban fejlettebb, hogy adott plazmacsomagot nem csak az őt térben megelőző, hanem az őt követő csomag is befolyásolhatja. A fenti (14) összefüggés jelölését használva tehát j -dik hosszúságon mért adat $v_{i,j}$ nagysága r_i távolságban függ $v_{i,j+1}$ -től és $v_{i,j-1}$ -től is. A módszer alap gondolata újszerű: adott célponthoz keresi valós mérési adatok alapján a legjobban illeszkedő mágneses erővonalat. Ehhez a forrásfelületen előre definiálja a heliografikus hosszúságok vizsgálandó tartományát, majd az onnan eredő plazmacsomagokat végigvezeti a célpontig, miközben az egymással való kölcsönhatást kinematikus módon kezeli.

2.4. MHD MODELLEK: TAO ÉS MSWIM

Munkám során az általam kidolgozott propagációs modellt két széles körben elterjedt MHD modellel hasonlítom össze: az egydimenziós Tao modellel (Tao, 2005), és a Michigani Egyetemen fejlesztett mSWiM modellel (Zieger és Hansen, 2008).

A Tao modell egy 1-dimenziós MHD modell, mely az ekliptika síkjában propagálja a napszelet. A belső peremfeltételeket a földközeli (1 CsE) űrszondák mérései jelentik, ezeket az adatokat propagálja radiálisan a MHD-i egyenletek szerint. A mágneses térerősségvektornak csak két komponensével dolgozik; a radiális (B_x) és azimutális (B_y) komponensekkel, az ekliptikára merőleges z -komponenst elhanyagolja. Eltekint továbbá az amúgy is nagyon kicsi B_x ingadozásaitól. Az időbeli lépésköz 10 mp, a térbeli 1/300 CsE. Az MHD módszereknél mindig előfordulnak ún. szabad paraméterek, itt a konstans nyomáson és a konstans térfogaton értelmezett fajhők aránya, azaz az adiabatikus index (γ) értékét kellett előre definiálni (7/5).

A propagáció tehát radiális irányban, MHD módszerrel történik a céltárgy távolságáig. A céltárgy azonban nem feltétlen azonos hosszúságon helyezkedik el a bemeneti adatokat szolgáltató műholddal, a köztük lévő szögtávolságnak

megfelelően korrigálni kell az adatokat. Ez az „elforgatás” Tao modelljében ugyanúgy történik, mint a ballisztikus módszereknél.

A kétdimenziós modellektől jobb eredményeket várunk, különösen a heliosféra távoli részein, ahol a plazmacsomagok közötti kölcsönhatások során a Parker spirál felcsavarodása miatt hangsúlyosabbak a nyíró erők.

Zieger és Hansen (2008) modellje, az ún. mSWiM propagációs modell hasonló elven működik: radiális irányú, 1 dimenziós MHD-modell. A Tao modellel szemben, az mSWiM a gravitációt elhanyagolja, a gamma kitevő értékét $5/3$ -nak veszi.

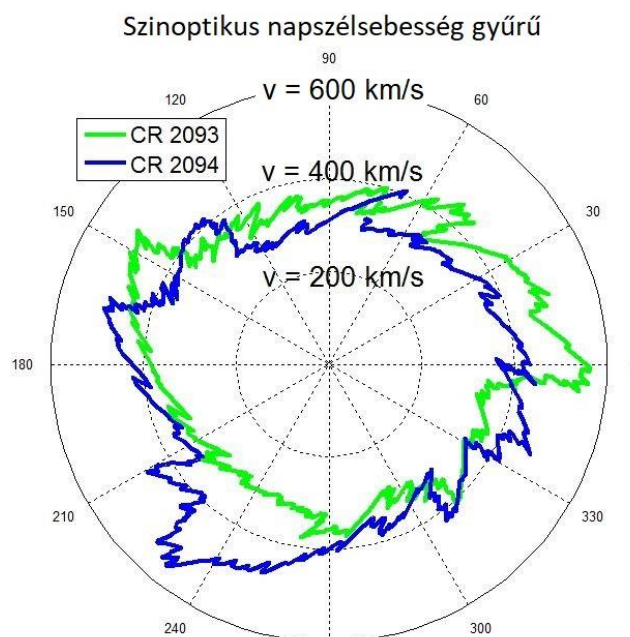
3. A MÁGNESES LASSZÓ MODELL

3.1. AZ EGYSZERŰ MÁGNESES LASSZÓ MODELL

Az eddigiekben bemutatott modellek eredményei bárki által elérhetőek, a propagált napszél adatok különböző online adatbázisokból letölthetőek. A közelmúltban lezajlott Rosetta űrmisszió során azonban ezek nem voltak kielégítőek. Szükség volt egy olyan saját modell kidolgozására, mely elegendően rugalmas ahhoz, hogy a gyorsan mozgó üstökös upstream paramétereit meg tudja határozni.

A *mágneses lasszó* propagációs modell (Dósa, 2018) célja, hogy a bolygóközi tér egy adott pontján adott időre megállapítsa a napszél különböző paramétereinek értékeit. Az előbbieken bemutatott módszerektől eltérően működik: a propagáció célpontjából indul ki, és a célpontot a forrással összekötő mágneses erővonalat igyekszik rekonstruálni. Tartalmaz továbbá egy önálló algoritmust, mely a kívánt időszakban az esetlegesen kialakuló – gyors és lassú napszél közötti – kölcsönhatási tartományokat is kezeli a köztük kialakuló dinamikus nyomáskülönbséget alapul véve.

A **bemeneti adatokat** Föld körüli űrszondák mérései biztosítják. A NASA Goddard Űrközpont által üzemeltetett OMNI adatbázisból órás felbontású napszél adatokat (többek között sebesség, sűrűség és mágneses térerősség) lehet letölteni több mint 50 évre visszamenőleg. Ezek többnyire a Nap-Föld rendszer L1 Lagrange pontjában keringő ACE űrszonda adatai (Chiu, 1998). Használtam továbbá a toulouse-i CDDP (Centre de Données de la Physique des Plasmas) által üzemeltetett AMDA adatbázisból letölthető (<http://amda.cdpp.eu/>) STEREO (Kaiser, 2008) Nap körüli szondák méréseit is. Ezekből az adatokból előállítható egy ún. *szinoptikus napszélsebesség-gyűrű* (18. ábra): minden heliografikus hosszúsághoz hozzárendelünk egy napszélsebességet, és a hozzátartozó egyéb mért paramétereket. A mért sebesség és a Nap forgási szögsebességének függvényében



18. ábra: A mágneses lasszó napszél-propagációs módszer eleme: szinoptikus napszélsebesség-gyűrű. OMNI adatok alapján a mért napszélsebesség a forrás heliografikus hosszúságához hozzárendelve, két napfordulóra (Dósa, 2018).

ballisztikus visszavetítéssel meghatározzuk az adott plazmacsomag származási helyét, azaz azt a heliografikus hosszúságot, ahonnan korábban elindult. A ballisztikus visszavetítés során a megtett út a mérési hely radiális távolsága a Nap középpontjától, a sebesség a mért napszélsebesség. A repülési idő alatti elfordulás határozza meg tehát a forrás Carrington-hosszúságát. Természetesen a napszél nem a Nap középpontjából ered, hanem a koronából, de a forrásfelület magassága elenyésző a megtett úthoz (~ 1 CsE, földi bemeneti adatok esetén) képest, így elhanyagoljuk. Feltételezzük továbbá, hogy a forrásfelület adott hosszúságon fél napfordulón keresztül konstans, tehát kb. ± 14 napig ugyanolyan paraméterű plazmacsomagokat bocsát ki.

Két napciklus során adott hosszúságról érkező napszélsebesség látható a 18. ábrán, polárkoordináta-rendszerben. Az origótól való távolság a napszél sebességének nagyságát jelenti, a vízszintes tengellyel bezárt szög a heliografikus hosszúságot. Nyugodt időszakot választva, a 2093-as (zöld) és a 2094-es (kék) Carrington-ciklus során a Naphoz visszavetített plazmaadatokat összehasonlítva azt látjuk, hogy bizonyos időszakokban tényleg közel állandó volt a korona állapota – ebben az esetben egy teljes fordulat idejéig feltételeztük az állandóságot, a modell pedig megelégszik fél napfordulóval. A visszavetített adatsort egyidejűnek

2. Táblázat:

A *mágneses lasszó* módszer feltételezései, egyszerűsítései:

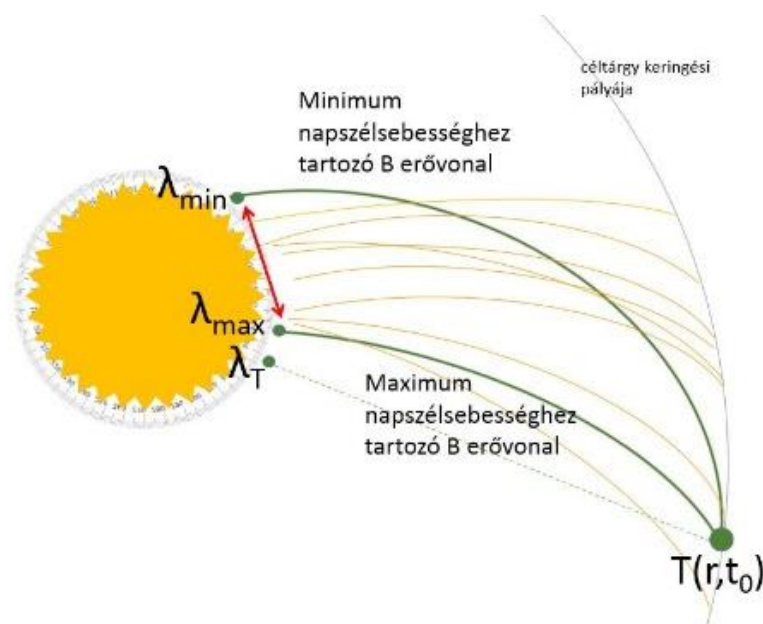
1. A napszél sebessége radiális, a terjedés ideje alatt konstans.
2. A plazma forrásánál a Carrington forgási szögsebesség érvényes.
3. A forrásfelület tényleges magassága elhanyagolható a terjedési úthoz képest.
4. A napszélparaméterek adott hosszúságon konstansnak tekinthetők fél napfordulón keresztül.

tekintjük, erre utal a szinoptikus elnevezés. A bemeneti adatokból ki kell szűrni a koronakitörések gyors napszelét, mivel ezek egyszeri jelenségek, nem érvényes rájuk az állandóság. Feltételezéseinket a 2. táblázat foglalja össze.

A napszél-propagáció célja tehát az adott céltárgyhoz érkező plazmaparaméterek meghatározása, a céltárgyat a Nappal összekötő mágneses erővonal rekonstruálása alapján. A céltárgy helyzetét inerciarendszerben fixnek tekintjük: $T(r, t_0)$ (19. ábra). Ismerve az adott időszakban mért legalacsonyabb és legmagasabb napszélsebességeket (v_{min}, v_{max}), meghatározzuk azt a két naprajzi hosszúságot ($\lambda_{min}, \lambda_{max}$), ahonnan a napszél a céltárgyhoz, r távolságba érkezhett, a következő összefüggések alapján (λ_T az a hosszúság, amivel a céltárgy t_0 -kor szembenéz, ω a Nap forgási szögsebessége):

$$\begin{aligned}\lambda_{min} &= \lambda_T + \frac{\omega \cdot v_{min}}{r} \\ \lambda_{max} &= \lambda_T + \frac{\omega \cdot v_{max}}{r}\end{aligned}\tag{15}$$

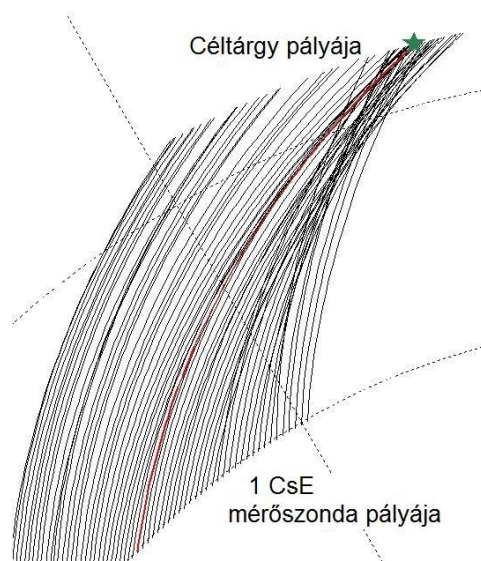
Ezeket a hosszúságokat a 19. ábrán sötétzöld vonal köti össze a céltárggyal, ezek elméleti Parker-spirálok. Ezek a számításhoz használt mágneses erővonalak valójában nem léteznek, hiszen a λ_{min} és λ_{max} hosszúságokról érkező plazmának a szinoptikus gyűrű szerinti konkrét sebességértéke van, ami nagy valószínűség szerint nem egyezik az általunk feltételezett elméleti minimum és maximum sebességértékekkel. Ez a két hosszúság tehát **kijelöli azt a hosszúság-tartományt, amit tesztelni érdemes**: minden egyes hosszúsági fokról az ott



19. ábra: Napszél-propagáció a mágneses lasszó módszerrel. A vizsgálandó hosszúságtartományt (piros nyíl) a minimum és maximum napszélsebességhez tartozó mágneses erővonalak (két sötétzöld görbe) határozzák meg. A közbeeső hosszúságok tesztelése (világoszöld görbék) a céltárgyig (T) a szinoptikus napszélsebesség-gyűrű adatának felhasználásával történik (Dósa, 2018).

érvényes napszélsebesség (szinoptikus gyűrű alapján) ismeretében kiszámolható, hová érkezik a napszél, ha ballisztikusan terjed a céltárgy távolságáig. Ezeket a nyomvonalakat világoszöld szín jelöli a 19. ábrán. A módszer ezeket a valós adatokon alapuló, de terjedését tekintve elméleti Parker-spirálokat (világoszöld görbék) teszteli, és minimum-hibakeresési eljárással kiválasztja azt, amelyik a legközelebb érkezik $T(r, t_0)$ -hoz. Ez a folyamat értelmezhető úgy, mintha egy lasszót dobánk a Napról a céltárgy felé, innen kapta a módszer a nevét.

Egy tesztadatokon alapuló eset látható a 20. ábrán. A céltárgyat csillag jelöli, a tesztteromány valós mágneses erővonalait, a lehetséges Parker-spirálokat fekete vonal, a kiválasztott Parker-spirált piros vonal jelöli. Ezen az ábrán a fekete mágneses erővonalak görbéi tehát tényleges mérés (napszélsebesség) eredményein alapulnak, és mindegyikhez tartozik egy sűrűség és mágneses térerősség adat. A mérés helyétől, 1 CsE-től vannak feltüntetve. Fontos, hogy az erővonalak sűrűsége nem reprezentálja a mágneses tér erősségét. Amint az látható 1 CsE távolságban az erővonalak „talppontjai” egyenlő távolságra vannak egymástól, hiszen a bemeneti adatokat szolgáltató mérőműszer órás adatsorát használtuk. A mágneses



20. ábra: Mágneses lasszó propagáció tesztadatokon. A lehetséges Parker-spirálok 1 CsE-től vannak ábrázolva a céltárgy keringési pályájáig. A céltárgyat zöld csillag, a kiválasztott mágneses erővonalat piros szín jelöli (Dósa, 2018).

lasszó módszernek ez a része egyszerű ballisztikus megközelítést alkalmaz, mivel itt a szóba jöhető tartomány tesztelése, a későbbi propagáció előkészítése történik.

A kiválasztott mágneses erővonal mentén történik a tényleges – de még mindig előzetes – propagáció, melynek során a sűrűség és a mágneses tér radiális komponensének nagysága a távolság négyzetével fordított arányban változik, a mágneses tér azimutális komponense pedig a távolsággal fordított arányban, ld. (11) és (12) egyenletek. Az így kapott eredmények (egyszerű lasszó módszer) önmagukban is használhatóak, de a pontosabb propagációhoz célszerű az erővonalak további vizsgálata.

3.2. PLAZMAÁRAMOK KÖZTI KÖLCSÖNHATÁS: A KINEMATIKUS MÁGNESES LASSZÓ MODELL

A 20. ábra jól szemlélteti az egyszerű ballisztikus propagáció hátrányát: nem ad valós fizikai képet, hiszen itt a mágneses erővonalak, illetve az egyes plazmacsomagok pályagörbéi keresztezhetik egymást. Kahler et al (2016) a Parker-modell pontosságát tesztelve megmutatták, hogy hosszú idő- és térskálán tekintve jó eredményeket ad ugyan, de nem működik olyan helyeken, ahol eltérő sebességű plazmacsomagok kölcsönhatnak egymással.

A *mágneses lasszó* módszer első lépésben tehát kiválasztja azt a Parker-spirált, amelyik ballisztikus megközelítést alkalmazva a céltárgyat összeköti a Nappal. A módszer továbbfejlesztett változata ezután a kiválasztott erővonal szűkebb környezetében ($\pm 30^\circ$, de ez szabadon beállítható) erővonal-páronként ellenőrzi, hogy a ballisztikus módszer szerint keresztezték-e egymást az erővonalak. Amennyiben igen, egy új, ún. *szintetikus mágneses erővonalat* (SZE) definiál a két különböző plazmacsomag találkozási frontján, a plazmacsomagok dinamikus nyomását figyelembe véve (ld. 21. ábra). A modellezett szintetikus erővonal a két eredeti erővonal között halad, a két erővonal eredeti beérkezési pontjai (a_1 , a_2) közé érkezik meg. A pontos beérkezési helyet a dinamikus nyomások arányának függvényében határoztam meg geometriai úton:

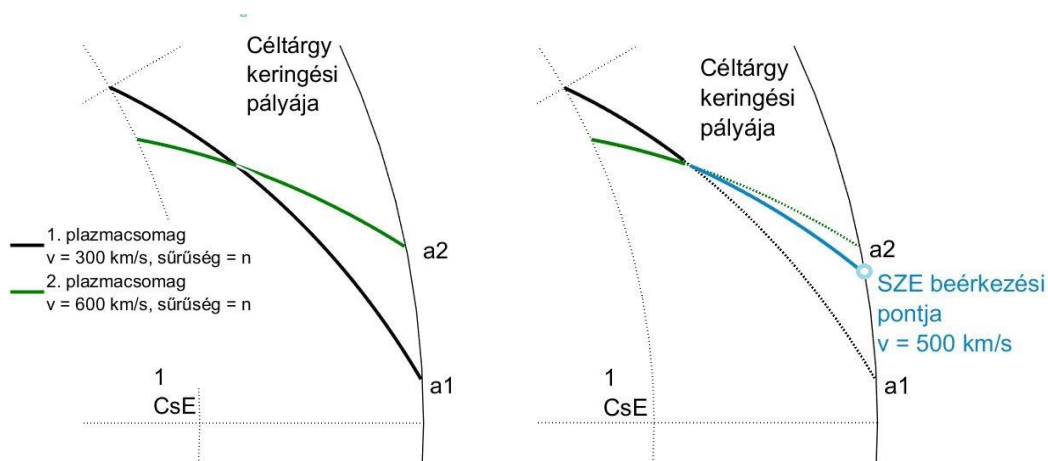
$$\frac{n_1 * v_1^2}{n_2 * v_2^2} = \frac{\Delta a_2}{\Delta a_1}$$

$$\Delta a_1 = a_1 - \text{SZE beérkezési pontja}$$

$$\Delta a_2 = a_2 - \text{SZE beérkezési pontja} \quad (16)$$

A fenti egyenletekben n a sűrűséget, v a sebességet jelenti, az alsó index az egyes plazmacsomagokat azonosítja. Az egyenletek azt fejezik ki, hogy a nagyobb dinamikus nyomással rendelkező napszélplazma kisebb mértékben térül el, ezért a dinamikus nyomás és az eltérülés mértéke fordítottan arányosak. Az eltérülés az eredeti beérkezési ponthoz képest (Δa_i) a két ekliptikai hosszúsági fok különbsége. A szintetikus erővonal beérkezési pontja tehát közelebb fog esni a nagyobb dinamikai nyomással rendelkező napszélcsomag eredeti beérkezési pontjához. (A számítások során a mágneses nyomástól eltekintünk, mivel az interplanetáris térben ez nagyságrendekkel a dinamikai nyomás alatt van (ld. (6) egyenlet).

A 21. ábrán egy teszteredményt mutatok be melynek során két azonos sűrűségű, de különböző sebességű (300 ill. 600 km/s) plazmacsomag találkozik a bolygóközi térben. Mivel a dinamikus nyomásban a sebesség négyzetesen jelenik meg, a két plazmacsomag dinamikus nyomásának aránya 1:4. Ezért (16) szerint a szintetikus erővonal beérkezési pontja és a_1 (a lassabb napszélcsomag eredeti beérkezési pontja) közti különbség négyszer akkora, mint a SZE és a_2 (a gyorsabb napszélcsomag eredeti beérkezési pontja) közti különbség.



21. ábra: Két plazmaáram kölcsönhatásának modellezése szintetikus mágneses erővonal segítségével. Bal: egyszerű ballisztikus lasszó modell, Jobb: kinematikus lasszó modell (Dósa, 2018).

Az erővonalak találkozási pontjától kezdve a két erővonal eltérül, és mindkettő az új, szintetikus erővonal mentén halad. A találkozási pont után mindkettő azonos sebességgel halad kifelé: ezt az új sebességet a SZE íve határozza meg. Az SZE azt hivatott modellezni, hogy a gyorsabb napszél lelassul, a lassabb felgyorsul. Miután az eredetileg kiválasztott erővonal környezetében a leírt módon megszűntek az erővonal kereszteződések és új erővonalakat definiáltunk, újra ki kell választani azt az erővonalat, amelyik legközelebb esik a céltárgyhoz.

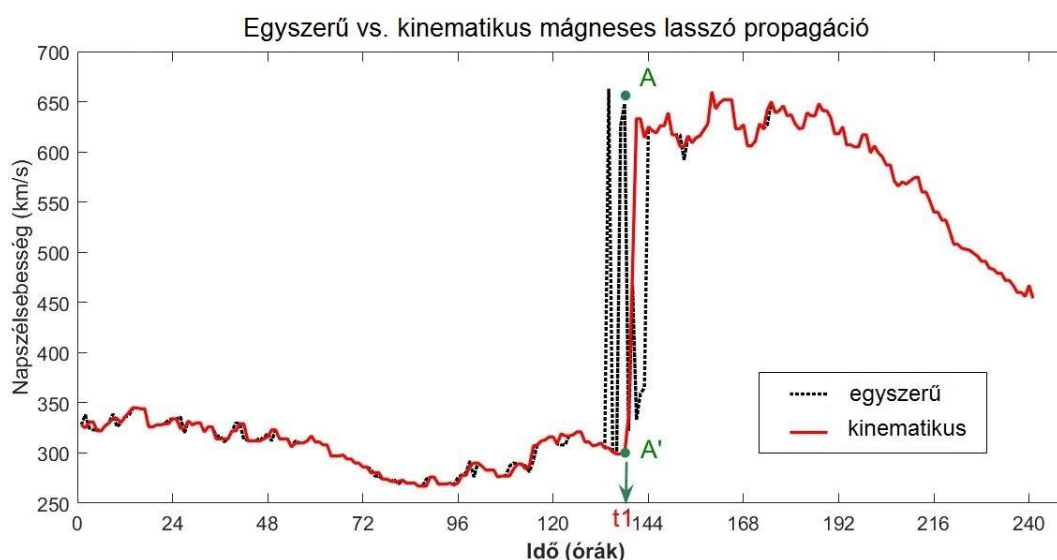
A fentiekből következik, hogy a szintetikus erővonallal kiegészített propagációs módszer (kinematikus lasszó módszer) némi adatvesztéssel jár. A különböző napszélplazmák kölcsönhatása komplex folyamat, kinematikus módszerrel modellezve a sűrűség és a mágneses tér propagálása egyelőre nem megoldott. Ezeket az adatsorokat az előzetes propagáció eredményei szolgáltatják.

3.3. AZ EGYSZERŰ ÉS A KINEMATIKUS MÁGNESES LASSZÓ MODELL ÖSSZEHASONLÍTÁSA

Vizsgáljuk meg, mennyivel ad pontosabb eredményt a továbbfejlesztett, kinematikus módszer az egyszerű mágneses lasszó módszernél. A már említett OMNI adatbázist használva, a Nap-Föld rendszer L1 Lagrange pontjában mért

adatokból választottam egy 250 órás tesztidőszakot, és 1.5 CsE távolságra propagáltam az adatokat egy adott pontra. Ebben az időszakban a céltárgyhoz lassú napszelet követően gyors plazmaáram érkezik. Minden egyes órára lefuttatva az egyszerű és a továbbfejlesztett *mágneses lasszó* módszert, a 22. ábrán bemutatott sebességértékeket kapjuk a céltárgy helyén adott időre. Az egyszerű lasszó eredménye szaggatott fekete vonallal van feltüntetve, a továbbfejlesztett módszer eredménye pirossal. Az időszak nagy részén szinte fedésben van a két adatsor. Amikor nincsenek nagy sebességkülönbségek a szomszédos plazmacsomagok között, a modellezett Parker-spirálok nem keresztezik egymást a mérés és a céltárgy között való terjedés során.

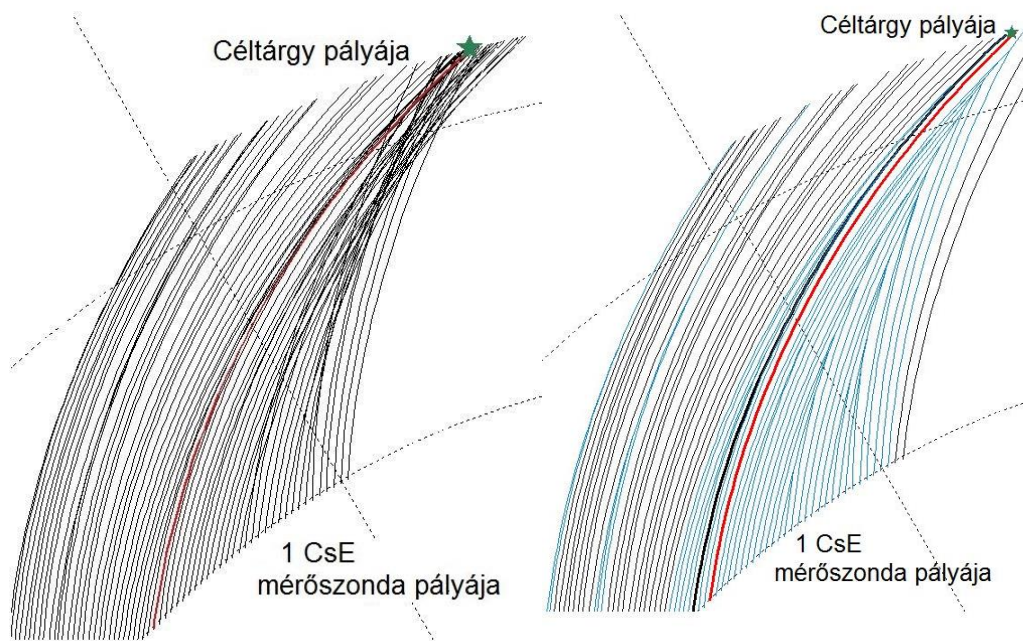
Az egyszerű mágneses lasszó módszer – mint minden ballisztikus propagáció – jóval hamarabbra teszi a gyors napszélnyaláb (első) érkezését, mivel a modell szerint a gyors plazmacsomagot nem lassítja le semmi, feltartóztathatatlanul halad, tehát korán meg tud érkezőni a céltárgyhoz. A céltárgynál bekövetkező intenzív fluktuáció is ennek a következménye: hol a gyors-, hol a lassú napszélcsoomagok érkeznek be, hiszen az erővonalak a terjedés során keresztezni tudják egymást. Ballisztikus módszerrel tehát nem lehet pontosan megmondani, mikor érkezik meg a gyors napszélnyaláb. A továbbfejlesztett módszer piros görbéje pontosabban, egy konkrét időpontra jósolja meg a gyors napszélnyaláb érkezését.



22. ábra: Egyszerű és kinematikus mágneses lasszó módszer eredményeinek összehasonlítása gyors napszélcsoomag propagálása esetén. A jelölések magyarázata a szövegben (Dósa, 2018).

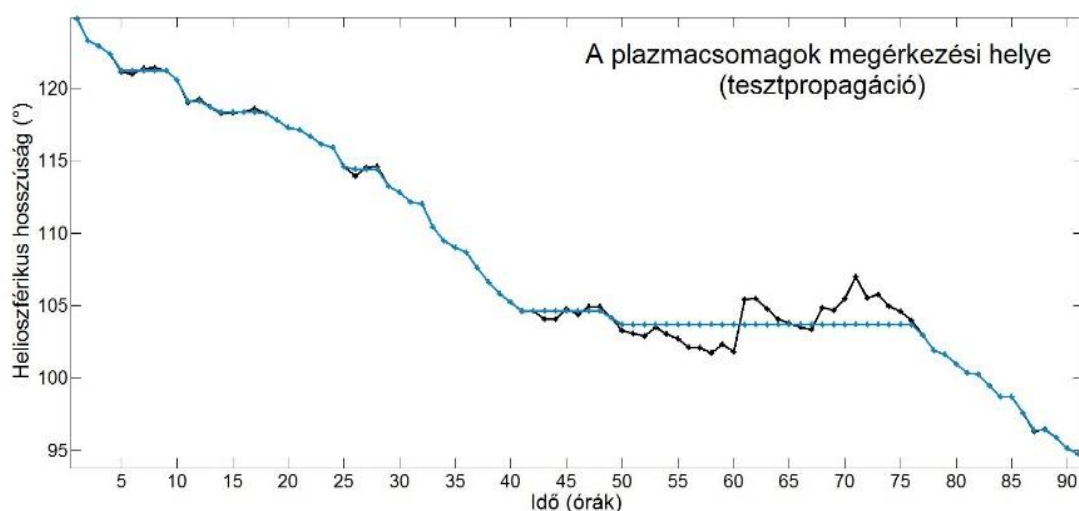
Vizsgáljuk meg az erővonalak elrendeződését t_1 időpontban! A 23. ábra bal oldalán az egyszerű mágneses lasszó propagációs módszerrel modellezett erővonalakat látjuk, melyek szabadon keresztezik egymást. A piros erővonal a kiválasztott erővonal, amely mentén gyors napszél érkezett a céltárgyhoz (A pont a 22. ábrán). A továbbfejlesztett, kinematikus mágneses lasszó módszer által modellezett erővonalakat a 23. ábra jobb oldalán látjuk. A kölcsönhatásban részt vevő és emiatt módosult erővonalakat kézzel jelöltem. Az eredeti kiválasztott erővonalat (mely a bal oldali ábrán piros) itt vastag feketevel, az újonnan kiválasztott erővonalat pirossal jelöltem.

Az újonnan kiválasztott erővonalhoz egy lassabb sebesség tartozik (A' pont a 22. ábrán). A kiválasztott erővonal jobb oldalán a szomszédos erővonalak mind érintettek a különböző plazmaáramok között létrejövő kölcsönhatásban, mindegyik módosult, kézzel vannak jelölve. Ebből azt is sejteni lehet, hogy a kinematikus lasszó módszer szerint a gyors napszélcsomag a következő modellezett időpontban (t_1+1 óra) fog megérkezni a céltárgyhoz, mint ahogy a 22. ábrán ez be is következik.



23. ábra: Az egyszerű (bal) és a kinematikus (jobb) mágneses lasszó módszer összehasonlítása. A kiválasztott erővonalakat piros, a kinematikus módszer által módosított szintetikus erővonalakat kék szín jelöli. A bal oldali ábrán kiválasztott erővonalat a jobb oldali ábrán vastag feketevel jelöltem (Dósa, 2018).

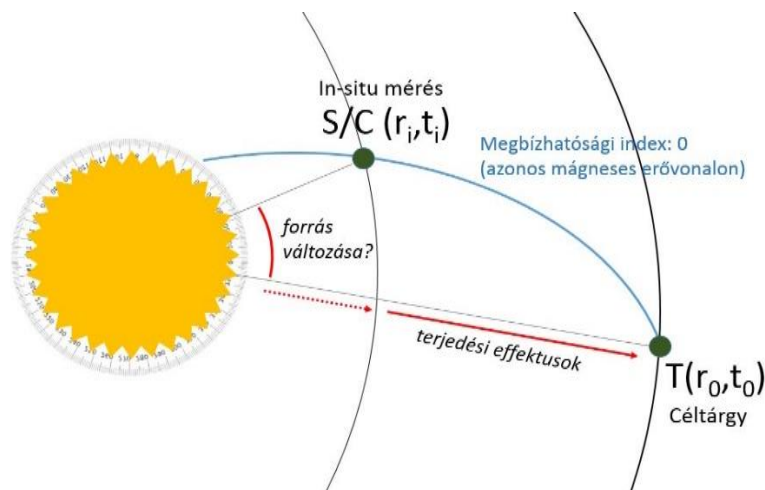
Vizsgáljuk meg, hogy milyen helioszférikus hosszúságra érkeznek meg az egyes plazmacsomagok a két modell szerint. (A céltárgy keringési pályáját r sugarú körnek vesszük, melynek középpontjában a Nap van. A teljes kör felosztható 360° -ra, ahol a 0° -ot a földpálya tavaszpontja jelöli ki.) A 24. ábrán a fenti teszt-propagáció eredményeit láthatjuk: az egyszerű mágneses lasszó által jósolt megérkezési helyeket fekete görbe jelöli, melynek monoton csökkenőnek kellene lennie. Az egyszerű lasszó módszer szerint propagált adatokhoz tartozó görbén azonban megjelennek ún. hullámhegyek és hullámvölgyek, ahogy azt a fejezet bevezetőjében említettem (ld. 17. ábra). A kinematikus *mágneses lasszó* módszer eredményei azonban monoton csökkenő görbét adnak (kék).



24. ábra: A plazmacsomagok megérkezési helye helioszférikus hosszúság szerint. Fekete: egyszerű mágneses lasszó propagáció eredménye, Kék: kinematikus mágneses lasszó eredménye (Dósa, 2018).

3.4. MEGBÍZHATÓSÁGI INDEX

A propagációs modellek több feltételezéssel is élnek, amelyek különböző időszakokban különböző valószínűséggel teljesülnek. Ezért minden modellnek eleme egy sajátosan definiált minőségi-, jóság-, vagy megbízhatósági index. A propagációs modellek pontossága elsősorban a mérőműszer és a céltárgy radiális- és szögtávolságától függ, ezért gyakran ezt a két adatot, vagy ezek valamilyen kombinációját használják a minőség jelölésére. Ha nagy a radiális távolság, akkor



25. ábra: A propagációt befolyásoló tényezők: a szögtávolság a forrás változásának valószínűségét növeli, a radiális távolság a terjedési effektusok mértékét. Ha a mérőszonda és a céltárgy azonos mágneses erővonalon vannak, az itt definiált megbízhatósági index 0.

a figyelembe nem vett terjedési effektusok torzíthatják az eredményeket. Ha nagy a két objektum közötti szögtávolság, akkor a napszél forrásának változása okozhat komoly eltérést a propagált / jósolt és valós adatok között (ld. 25. ábra).

A *mágneses lasszó* módszer a céltárgyat a forrással összekötő mágneses erővonal modellezését tűzte ki célul, ezért a megbízhatósági indexet is ennek megfelelően definiáltam: értéke minimális (nulla), ha a céltárgy és a mérőműszer azonos erővonalon vannak. Ebben az esetben olyan plazmacsomagok érik el őket, amik azonos forrásból eredtek, de különböző időpontban. Éppen ezért, ha nagy a két objektum között a radiális- és szögtávolság, attól még lehetnek egy mágneses erővonalon. Tehát nagy távolságok esetén is kaphatunk minimális értékű indexet.

A megbízhatósági indexet adott időpillanatra egy időkülönbség definiálja: a kiválasztott adat mérőműszer általi regisztrálása (t_i), és a céltárgyhoz való beérkezése (t_0) között eltelt idő.

$$\text{Megbízhatósági index} = t_0 - t_i \quad (17)$$

Ez az index nem fejezi ki a forrásfelület időbeli változásából eredő bizonytalanságot, de ha a mágneses erővonalat nagy megbízhatósággal meg tudja állapítani, akkor a terjedési effektusokból származó bizonytalanságnak kisebb a szerepe.

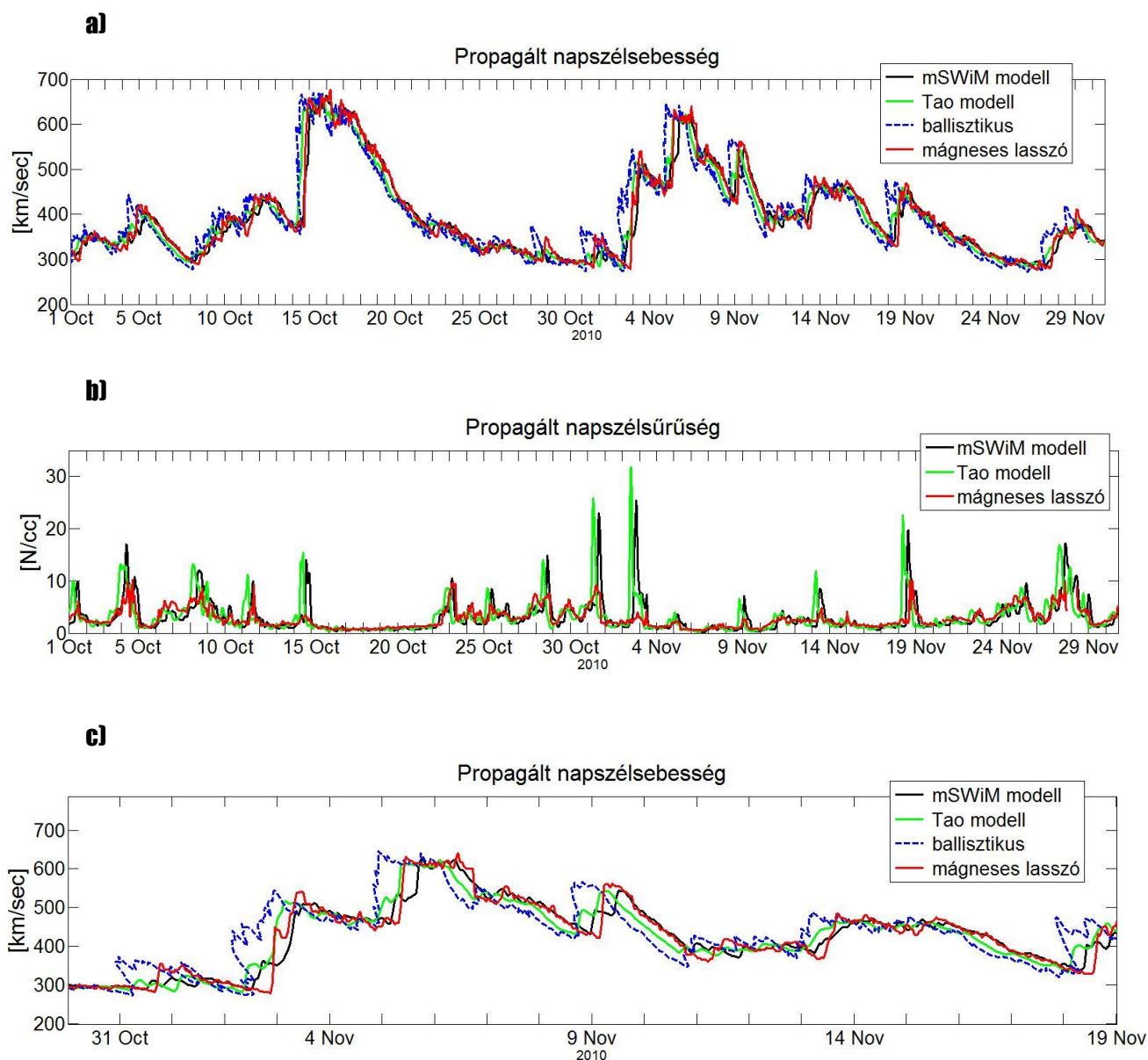
3.5. ÖSSZEHASONLÍTÁS MÁR MODELLEKKEL ÉS VALÓS MÉRÉSEKKEL

A 2.2. és 2.4. fejezetekben leírt egyszerű ballisztikus módszerrel, és két egydimenziós MHD modell (Tao, mSWiM) eredményeivel hasonlítom össze a mágneses lasszó modell által propagált értékeket. Céltárgy a Mars, a propagáció időszaka 2010. október - november, napaktivitás szempontjából viszonylag nyugodt időszak. Mindhárom propagációs modell OMNI adatokat használt bemeneti adatként.

A Mars és a Föld keringési pályája 0.52 CsE távolságra van egymástól, ezért a propagált sebesség és sűrűség értékek hosszú távon jó egyezést mutatnak. A 26. ábra felső grafikonja a négy módszer propagált sebességeit mutatja a megadott időszakra, a második grafikon a propagált sűrűségértékeket. A sebességértékekben nincs lényeges eltérés a különböző modellek eredményei között. A sűrűségértékekben azonban már megjelenik a két módszer közötti különbség. Az MHD modellek a két plazmaáram találkozásánál kialakuló megnövekedett sűrűséget is modellezni tudják. A ballisztikus, vagy azon alapuló módszerek nem, itt egyszerűen csak a mért sűrűséget korrigálják a távolság négyzetének reciproka szerint. Ezért nem látunk a 26. ábra középső grafikonján olyan magas csúcsokat a sűrűségadatokban, mint amit az MHD modellek adnak.

További különbségeket figyelhetünk meg, ha rövidebb időtartamot vizsgálunk (26. ábra, alsó grafikon), a 2010. október 30. és november 20. közötti háromhetes időszakot. Az egyszerű ballisztikus módszer a gyors napszélnyalábokat, azaz a sebesség hirtelen megugrását 10 -18 órával korábbra teszi, mint a többi modell. Ennek magyarázata a 3.3. fejezetben leírtaknak megfelelően az, hogy a ballisztikus modellben a gyors napszél konstans sebességgel terjed, nem lassítja le az esetlegesen előtte haladó lassabb plazma.

A mágneses lasszó módszer tehát a sebességértékek propagálását illetően közelebb áll az egydimenziós MHD módszerekhez, de az MHD hatásokra érzékenyebb sűrűség propagálásakor a ballisztikus módszerhez hasonlít jobban.

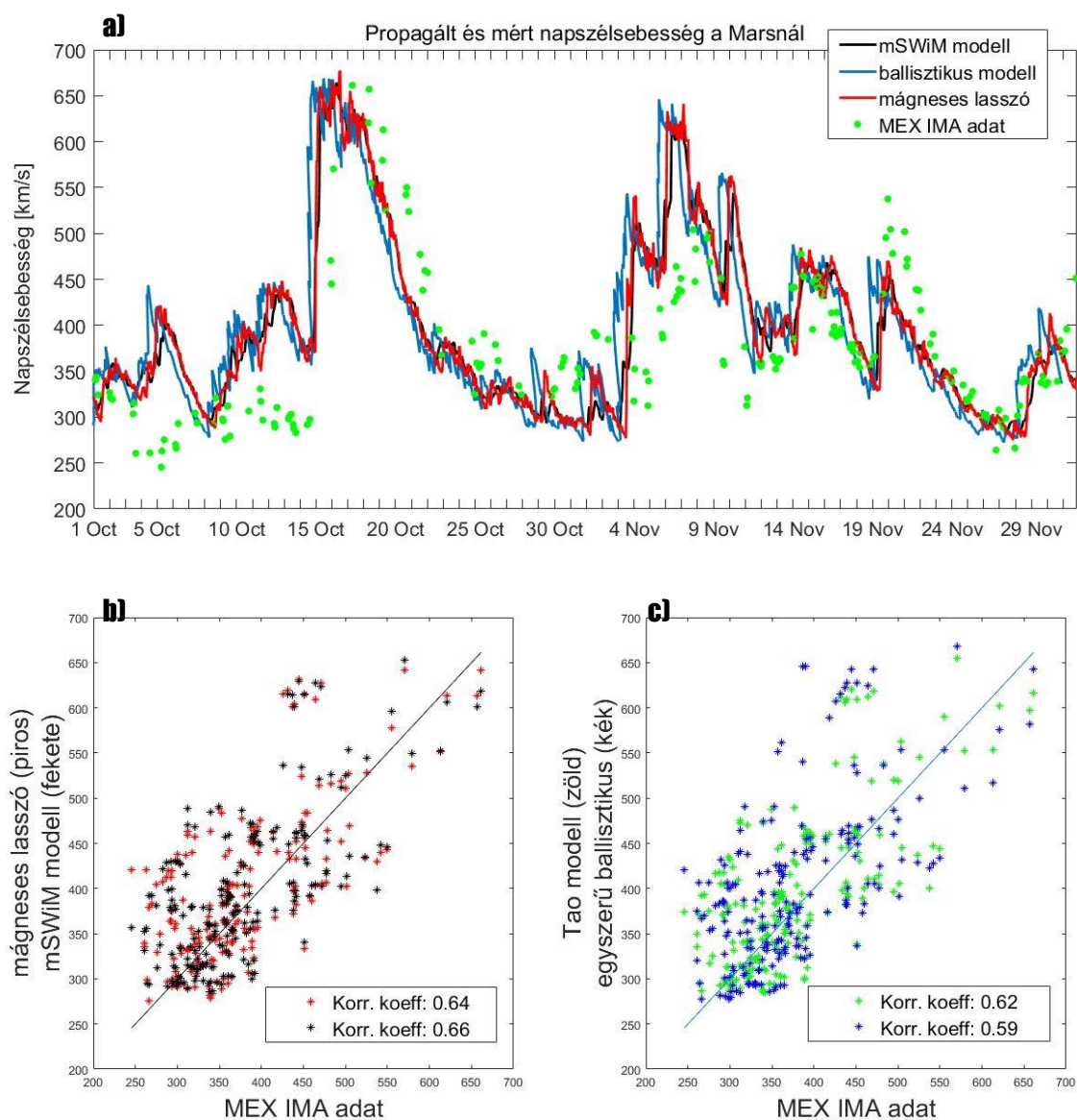


26. ábra: Propagációs módszerek összehasonlítása sebesség és sűrűség adatokra. a) 4 különböző modell által propagált napszélsebesség b) 3 modell által propagált napszélsűrűség c) 4 modell által propagált napszélsebesség egy rövidebb, 2 hetes időszakra (Dósa, 2018).

A kinematikus mágneses lasszó modell eredményeit űrszondás mérésekkel is összevetettem. A megadott időszakban a Mars körül keringett – többek között – a Mars Express (MEX, *Chicarro, 2004*) műhold, amelynek ion tömegspektrométere (IMA, ion mass analyzer) az Aspera-3 műszer család tagja (*Barabash et al, 2006*). A MEX műhold elnyúlt ellipszis pályán kering a Mars körül. A pálya Mars-közi pontja 298 km (periareion), Mars-távolsági pontja 10107 km (apoareion),

excentricitása 0.571 volt. Az adatsorból nem használhatjuk azokat az adatokat, amiket a Marshoz közel mért a műszer, hiszen azok nemcsak napszél, hanem a Mars indukált magnetoszférájából származó ionok is lehetnek. A MEX-IMA adatokat az AMDA adatbázis szolgáltatta (<http://amda.cdpp.eu/>). Itt a napszél és a Mars plazmakörnyezetének mérési adatai elkülönítve szerepelnek.

A 27. ábrán három propagációs modell (színes vonalak) és az IMA mérések eredményeit (zöld pontok) hasonlítom össze. A trendet és nagyságrendet tekintve



27. ábra: Propagációs módszerek összehasonlítása valós adatokkal: a) 3 propagált adatsor és a MEX-IMA mérései 2010-es időszakra, b-c) korreláció számítás a különböző sebesség-adatsorok és a mért adat között (Dósa, 2018).

jó az egyezés a négy adatsor között, de az október 15-i és november 4-i gyors napszél érkezését itt is több órával, akár egy nappal is korábbra teszik a modellek. Ennek oka lehet egyrészt a ritka MEX-IMA adat (különösen október 15. esetén), de az is, hogy az OMNI adatokat szolgáltató ACE műhold és a MEX eltérő szélességeken keringenek.

A négy modell és az IMA adatok közötti Pearson-féle korrelációt ábrázolják a 27. ábra alsó táblái. (A Pearson-féle korrelációs együttható nulla, ha nincs korreláció a két adatsor között, +1 tökéletes pozitív lineáris korreláció esetén, és -1 tökéletes negatív lineáris korreláció esetén, *Pearson, 1895*.) A korrelációs együttható az mSWiM, mágneses lasszó és Tao-modellek esetén rendre: 0.66, 0.64, 0.62. A ballisztikus módszer és az IMA adatok közti korreláció értéke 0.59.

A propagált adatsorokban gyakran jelentkezik szisztematikus időbeli eltérés. Ennek oka, hogy a napszél valójában nem konstans sebességgel terjed, illetve hogy a Nap forgási sebessége a forrásnál nem feltétlen egyenlő a Carrington-féle forgási periódussal. Ha a propagált adatsorokat eltoljuk néhány órával, valamelyest javul mindegyik módszer korrelációs együtthatója. **A legjobb korrelációt (0.68) akkor érjük el, ha a mágneses lasszó eredményeit eltoljuk 4 órával,** az mSWiM eredményeket 5 órával, a Tao-modell eredményeit pedig 14 órával. A ballisztikusan propagált eredményeket 5 órával kell eltolni, hogy a mérési adatokkal való korreláció elérje a 0.60-at. Ezek az eltolások a konkrét vizsgált időszakra értendők.

3.6. ALKALMAZÁS: A 67P/CG ÜSTÖKÖS KÖRNYEZETE

A mágneses lasszó módszer ötletét a 67P/Csurjumov-Geraszimenko üstökös, és a hozzá indított Rosetta űrszonda (*Taylor, 2015*) ihlette. Az üstökösök többnyire erősen elnyúlt ellipszis pályán keringenek a Nap körül, magas inklinációval, és a belső helioszférában jóval gyorsabban mozognak pályájuk mentén, mint a bolygók. Emiatt fontos, hogy a propagációs modell rugalmasan tudja kezelni a gyorsan változó környezetet, adott esetben a bemeneti adatokat szolgáltató űrszondák között is váltani tudjon.

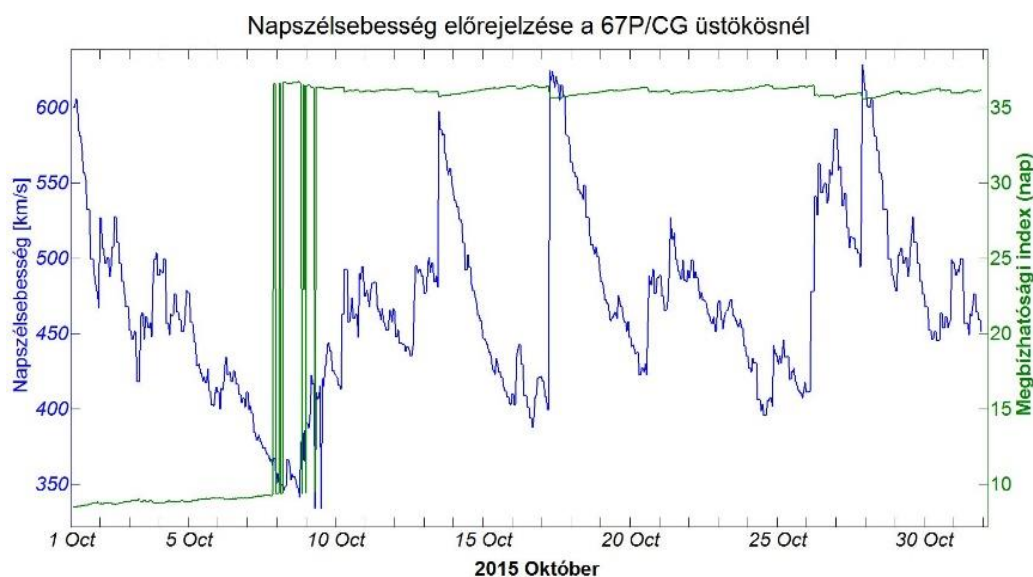
Több üstökös témájú kutatás is alkalmazta a mágneses lasszó módszert (*Volwerk, 2016, Timár, 2017*). A Rosetta űrszonda tízéves utazás után, 2014 augusztusában érte el célpontját, a 67P/ Csurjumov-Geraszimenko üstököst, és szeptemberben az üstököst követő pályára állt. Az űrszonda két évig, 2016.

szeptember 29-ig az üstökös környezetét vizsgálta, majd egy 14 órán át tartó zuhanás során belevezették az üstökös magba. A szonda széleskörűen vizsgálta az üstökös környezetét: semleges gázösszetevőket, plazmát és port egyaránt vizsgált, de mért mágneses és elektromos teret is. Sok paraméter a napszélnyomás függvénye, ezért ezeket csak a háttérnapszél tulajdonságainak ismeretében értelmezhetjük.

Timár (2017) a mágneses lasszó módszert alkalmazva határozta meg az üstökös körüli napszél dinamikus nyomását. A nyomás ismeretében következtetni tudott az üstökös indukált magnetoszférájában kialakuló diamágneses üreg méretére és dinamikájára. (Diamágneses üregnek nevezzük azt a tartományt, ahol az üstökösről kiáramló semleges részecskék által keltett nyomás ellensúlyozza a mágneses nyomást, ezért a napszél által hordozott mágneses erővonalak nem tudnak behatolni a nyomásegyensúly mögötti térrészbe.) A vizsgált időszakban, 2015 augusztusában az üstökös radiálisan közel volt a földpályához, a propagált távolság tehát kicsi volt. Emiatt a napszél terjedése során fellépő effektusok kevésbé voltak jelentősek, az MHD módszerek előnye nem játszott nagy szerepet. A propagáció kivitelezésekor fontosabb volt, hogy olyan űrszonda adatait használjuk bemeneti adatként, ami azimutálisan közelebb van az üstököshöz, azaz szögtávolsága kisebb. Ebben az esetben a STEREO-A ballisztikusan propagált adatai is jobban illeszkedtek a vizsgált jelenséghez, mint az azimutálisan messzebb lévő ACE mérések MHD módszerrel propagált adatai.

A propagációs módszerek egyik legfontosabb felhasználási területe az űridőjárás előrejelzése, amelyre a Rosetta űrmisszió kiváló alkalmat biztosított. 2015 szeptemberében az üstökös már túl volt pályájának perihéliumán, az űrszonda körülbelül 300-340 km távolságban keringett az üstökös magja körül. A Naptól való radiális távolságuk nem haladta meg az 1.57 CsE-t. Az üstökös tágabb plazmakörnyezetének vizsgálata érdekében 2015. szeptember végétől október közepéig fokozatosan megemelték a Rosetta űrszonda pályamagasságát 1500 km-re. A manőver tervezésekor szükség volt egy napszél-előrejelzésre, különös tekintettel a gyors napszél áramokra. Felmerült ugyanis a lehetőség, hogy esetleg a napszélben is végez méréseket a szonda, de nem így történt. Ez a magasság még nem volt elég ahhoz, hogy a szonda kikerüljön a zavartalan napszélbe, ugyanakkor az üstökös magnetoszférájának egy új tartományát sikerült azonosítani, ahol megemelkedett az üstökös eredetű gyorsított részecskék száma.

Az előrejelzés 2015. szeptember 30-án készült, október 1-30. időszakra. A 28. ábrán a propagált háttérnapszél sebességértékeket látjuk kék görbével jelölve. Ekkor a Rosetta űrszonda és a Föld (illetve az ACE űrszonda) szögtávolsága viszonylag nagy volt ($>90^\circ$), tehát olyan ACE adatokat tudtunk felhasználni, melyeket az űrszonda 5-10 nappal korábban mért. Ezeket az adatokat viszonylag megbízhatóan ki lehetett propagálni az üstökös távolságáig, október első hetére. Az október 7. utáni időszakban azonban a napszél olyan forrásból érkezhetett csak az üstököshöz, amelynek plazmáját az ACE űrszonda egy teljes napfordulóval korábban mérte. A 28. ábrán a megbízhatósági indexet zöld görbével jelöltem. Október 7-e után jelentősen megugrik az értéke, 5-10 napról 36 napra. Ez azt jelenti, hogy a feltételezések szerint a napszélplazma forrása 36 napig állandó marad. Az előrejelzés készítésekor naponta újra futott a program, naponta frissülő bemeneti adatokkal – itt hasznosult a gyors propagációs módszerek rugalmassága.



28. ábra: Napszél-előrejelzés a 67P/CG üstökösnél 2015 októberére. Kék görbe: a propagált napszélsebesség, zöld görbe: a megbízhatósági index. Az előrejelzés szeptember 30-án készült (Dósa, 2018).

3.7. ÖSSZEFOGLALÁS

A *mágneses lasszó* módszer egy kinematikus napszél-propagációs módszer, mely a céltárgy és a Nap között lévő mágneses erővonal azonosítására törekszik, és a dinamikus nyomás függvényében kezeli a különböző sebességű napszélcsomagok közti kölcsönhatásokat.

A módszer alapja ballisztikus propagáció. A céltárgy helyzetéből kiindulva egy előzetes vizsgálat során azonosítja azokat a napszélforrásokat, ahonnan adott időben, az adott helyre plazma érkezhett. Mindezt a forrás paramétereinek ismeretében, az elméleti Parker-spirálok végigkövetésével teszi. A mágneses erővonalakból a legkisebb hibák módszerével kiválasztja azt, amelyik legközelebb érinti a céltárgy helyét. Ez azt jelenti, hogy a legnagyobb valószínűség szerint a kiválasztott heliografikus hosszúságról érkezett a napszél a céltárgyhoz. A módszer az erővonal mentén ballisztikus módszerek szerint propagálja a napszél különböző fizikai paramétereit. A sebességet állandónak feltételezi, a sűrűség és a radiális mágneses tér a távolság négyzetével-, a mágneses tér azimutális komponense pedig a távolsággal fordítottan arányosan változik.

A módszer kinematikus része az előzetesen kiválasztott Parker-spirál egy meghatározott környezetében vizsgálja meg az erővonalakat. Amennyiben a propagáció során a kiindulópont és a céltárgy közötti szakaszon az erővonalak látszólagosan metszik egymást, elveti a Parker-spirál lehetőségét és új erővonalakat határoz meg. A plazmacsomagok dinamikus nyomásának függvényében modellez egy új, szintetikus erővonalat, ami a valóságban a két plazmaáram közötti kölcsönhatási felületnek felel meg. A szintetikus erővonal ugyanis a gyors plazma lassulását és a lassú plazma felgyorsulását modellezi.

A propagáció megbízhatósága elsősorban a mérőműszer és a céltárgy közötti radiális- és szögtávolságtól függ. A szögtávolság a forrás változékonysága miatt fontos, a radiális távolság pedig a terjedési effektusok miatt. Emiatt minden propagált paraméterhez tartozik egy megbízhatósági index, mely az illesztett erővonal jóságát minősíti.

A *mágneses lasszó* modell rendelkezik a ballisztikus modellek minden előnyével: gyors, rugalmas, tehát könnyen és gyorsan futtatható bármilyen körülmények között, a bemeneti adatokat szolgáltató űrszonda tetszőleges megválasztásával. Ugyanakkor a propagált napszélsebesség- és sűrűségértékek

korrelálnak mind az egydimenziós MHD propagációs módszerek eredményeivel, mind a belső helioszférában végzett *in situ* mérésekkel.

4. MÁGNESES FLUXUS A BELSŐ HELIOZFÉRÁBAN: VISSZATÉRŐ JELENSÉGEK

A helioszféra különböző pontjain uralkodó mágneses térerősség talán a legfontosabb paraméter, mely az űridőjárási előrejelzésekhez, a folyamatok megértéséhez és modellezéséhez szükséges. A napszél és a Föld mágneses terének kölcsönhatása révén kialakuló geomágneses viharok erősségét a napszél dinamikus nyomása mellett a magával hordozott mágneses tér is befolyásolja. A nap aktivitási ciklusa ugyanakkor modulálja a Földet érő galaktikus kozmikus sugárzás intenzitását (*Forbush, 1954*).

A bolygóközi mágneses tér szerkezete rendkívül komplex: a helioszférikus áramlepel (balerina szoknya) forgása miatt ellentétes polaritású mágneses szektorok alakulnak ki az interplanetáris térben, a különböző sebességű plazmák kölcsönhatási tartományaiban (CIR határfelülete) a mágneses erővonalak összesűrűsödnek, és ezek a struktúrák radiálisan kifelé terjedve lökeshullámokká fejlődnek. Időbeli változások, tranziens jelenségek tovább bonyolítják a képet.

A Nap különböző területeivel ellentétben az interplanetáris mágneses tér *in situ* mérhető. Hosszú adatsorok állnak rendelkezésünkre, amelyek segítségével űrklíma modellezésre is lehetőségünk van. Az ekliptikából kilépő **Ulysses űrszondának** (*Wenzel, 1989*) köszönhetően ma már azt is tudjuk, hogy egy bizonyos távolságban a mágneses tér erőssége a szélességtől független (*Smith, 1995*). Ennek oka, hogy a korona felett egy bizonyos magasságban, ahol a mágneses nyomás nagyobb, mint a dinamikus nyomás (azaz a plazma- $\beta < 1$), a mágneses erővonalak szétterülnek. Felmerül a kérdés, hogy ha szélesség szerint kiegyenlítődik és homogén a helioszféra mágneses tere, **vajon hosszúság szerinti függést találunk-e?**

Ebben a fejezetben megmutatom, hogy az ekliptika síkjában vannak hosszúság szerinti fluktuációk, azaz nem egyenletes a mágneses tér. Bebizonyítom, hogy ezek a mágneses fluxusbeli különbségek a forrásnál még nem léteztek, hanem terjedés közben, a hosszúság szerint változó napszélsébségek miatt lépnek fel. Hosszú távon, adott hosszúságon rendszeresen visszatérő struktúrákat is találunk. A 23. napszélciklus különösen nyugodt leszálló ágában ezek a visszatérő struktúrák igen hosszan, 4-5 évig is nyomon követhetőek voltak. Ezek a napszél terjedése során alakulnak ki a Naptól távolabb, ahol a mágneses nyomás már elhanyagolható a dinamikus nyomáshoz képest. Megállapításaim kizárólag az ekliptika síkjára (ill. a Nap egyenlítői síkjára, ld. 1.7. fejezet) vonatkoznak. Nem csak azért, mert ekliptikai méréseket elemeztem, hanem azért is, mert az ekliptika síkjában gyakori a gyors és lassú napszéláramok váltakozása.

Továbbra is azt feltételezzük, hogy a mágneses szétterülés helytálló, de inkább a Naphoz közelebbi tartományban fontos a szerepe. A Naptól távolodva, a belső helioszférában pedig a napszéláramok terjedésekor fellépő hatások alakítják a mágneses struktúrát, különösen az ekliptika síkjában, ahol a terjedési effektusok gyakrabban lépnek fel. Ezért találunk hosszúság szerint rendeződő visszatérő mágneses fluxus-növekedéseket. Ezek a fluxusnövekedések a Földnél geomágneses viharokat okozhatnak. Amennyiben ezek visszatérő jelleggel mutatkoznak, könnyebben előrejelezhetőek – de ezek a vizsgálatok túlmutatnak jelen munka keretein.

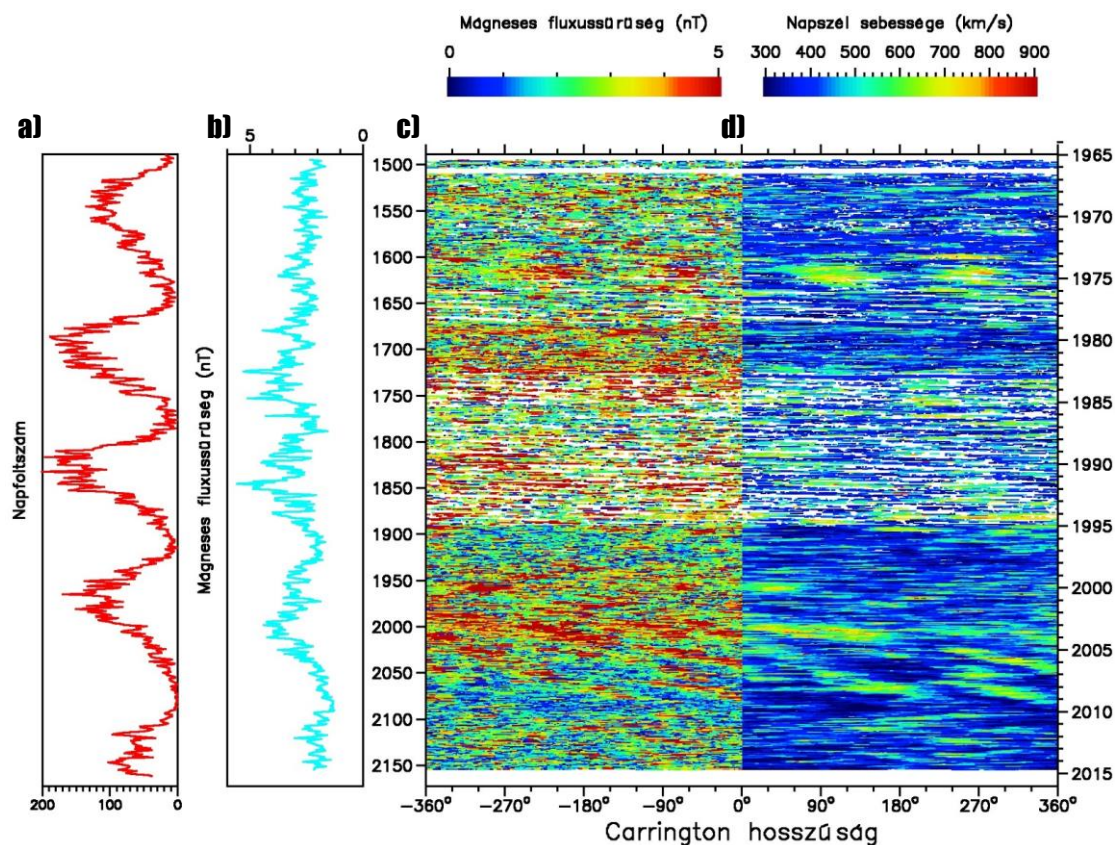
Bemutatom ugyanakkor a mágneses fluxusingadozások fejlődését, az egyes struktúrák specifikus tulajdonságait, koronabeli forrásaikat. Megmutatom, hogy noha szélesség szerint nem látjuk nyomaikat, de a terjedési effektusok háromdimenziósak. Mivel többnyire az ekliptika síkjában alakulnak ki a kölcsönhatási tartományok, a hosszúság szerinti függés itt a legerősebb, feltételezésem szerint észak-déli irányban lecsengenek.

4.1. A RADIÁLIS MÁGNESES TÉR 50 ÉVES ADATSORON

A kutatómunka alapjául elsősorban az L1 pontban mérő ACE űrszonda napszéladatait használtam. Főként ezeket foglalja magában az online elérhető OMNI adatbázis, melynek köszönhetően 50 évre visszamenőleg rendelkezésünkre állnak napszélsébség, sűrűség és mágneses tér adatok, igaz egyes időszakokban

sok az adathiány. Az adathiányokat mérés technikai hibák okozzák, nincs köztük a Nap forgásához, megjelenésük tehát nem periodikus. Ezért, az 1-2 órás adathiányok a visszatérő jelenségek vizsgálatát általában nem befolyásolják.

Hat órás átlagokkal dolgoztam, az 1965-2015 közötti időszakot vizsgáltam. A Föld környezetében mért napszélcsomagokat ballisztikus módszerrel – a mért sebességértékek alapján, a Nap forgását figyelembe véve – a Naphoz visszavetítve meg lehet határozni, melyik heliografikus hosszúságról (Carrington-hosszúság) indult el az adott plazmacsomag. Hosszú időtartamot vizsgálva, az adatsor a 25.3802 napos sziderikus forgási periódus szerint fázisba rendezhető. Amennyiben vannak hosszúság szerinti ismétlődések, ezek a fázisba rendezett adatsoron megjelennek (29. ábra).



29. ábra: 50 év napszéladata OMNI adatok alapján: a) napfoltyszám, b) mágneses fluxussűrűség, c-d) előjel nélküli radiális mágneses tér és napszélsebesség adatok a forrásukhoz visszavetítve, forgási ciklusnak megfelelően fázisba rendezve. Függőleges tengely: Carrington-rotációs ciklus (bal), évszám (jobb). Vízszintes tengely: Carrington-hosszúság tükrözve (Dósa, 2017).

A 29. ábrán a mágneses fluxussűrűség és a napszélebbesség adatokat ábrázoltam az adott plazmacsomag forrásának Carrington-hosszúsága függvényében. Egy forgás (kb. 25 nap) adatsora egy sorban jelenik meg, ahol az idő jobbról balra telik, azaz a 360° foktól 0° felé (illetve 0° -tól -360° -ig a bal táblán). Az egymás alatt megjelenő sorok egymást követő forgási ciklusok, tehát az idő föntről lefelé is telik. Az ábra jobb oldalán évszámok, bal oldalán a Carrington rotáció száma van feltüntetve. A 29/c ábrán a mágneses fluxussűrűség a radiális mágneses tér abszolút értékét ábrázolja, színskálája $0 - 5$ nT között változik. Mivel a mágneses tér iránya (B_{rad} előjele vagy polaritása) nincs jelölve, a mágneses szektorszerkezet eltűnik. A mágneses polaritás terjedés során nem változik, ezért ezt a paramétert megbízhatóan tudjuk kifelé és befelé is propagálni. Fontos lesz a napszélcso mag forrásának azonosításánál, hiszen adott plazma csak azonos mágneses polaritású helyről származhat. A mágneses fluxussűrűség a napszéláramok közti kölcsönhatások során változik, és nem hordoz semmilyen információt a szektorszerkezetről vagy a forrásról.

A 29/d táblán a napszélebbességet ábrázoltam. A színskála $300-900$ km/s-ig terjed. A két különböző adatsor könnyebben összehasonlítható és a 0 hosszúsági fok körüli trendek is jól láthatóak, ha a Carrington-hosszúsági fokokat a bal oldalon a negatív tartományba tükrözzük. A színes adatsorokon szembe tűnő, hogy az 1985-95 közötti időszakban gyakori az adathiány. Itt meg kell jegyezni, hogy a sebességadatban jelentkező hiány megjelenik a mágneses adatsoron is, hiszen a sebességadat alapján tudjuk a plazmacso mag forrását meghatározni, és a mágneses adatot egy konkrét Carrington-hosszúsághoz hozzárendelni.

Az adatok tartalmazzák a napkitörések plazmáját is. Ezeket természetesen célszerű lett volna kiszűrni, de mivel a rendelkezésre álló automatikus módszerek gyakran eltérő eredményt adnak, egy ekkora adatbázisból csak nehezen és szubjektív módszerekkel lehetett volna ezt megbízhatóan megtenni. Mivel viszonylag gyorsan áthaladnak a Föld pályáján, nem torzítják az összképet.

A 29/a ábrán a ciklusonként összesített napfoltszám alakulását láthatjuk (NCEI/NOAA National Centers for Environmental Information, National Oceanic and Atmospheric Administration, amerikai kereskedelmi minisztérium, <https://www.ncei.noaa.gov/>), a 29/b ábrán pedig a kék görbe az előjel nélküli mágneses fluxussűrűség egy forgásra vett átlagát mutatja. A mérések alátámasztják

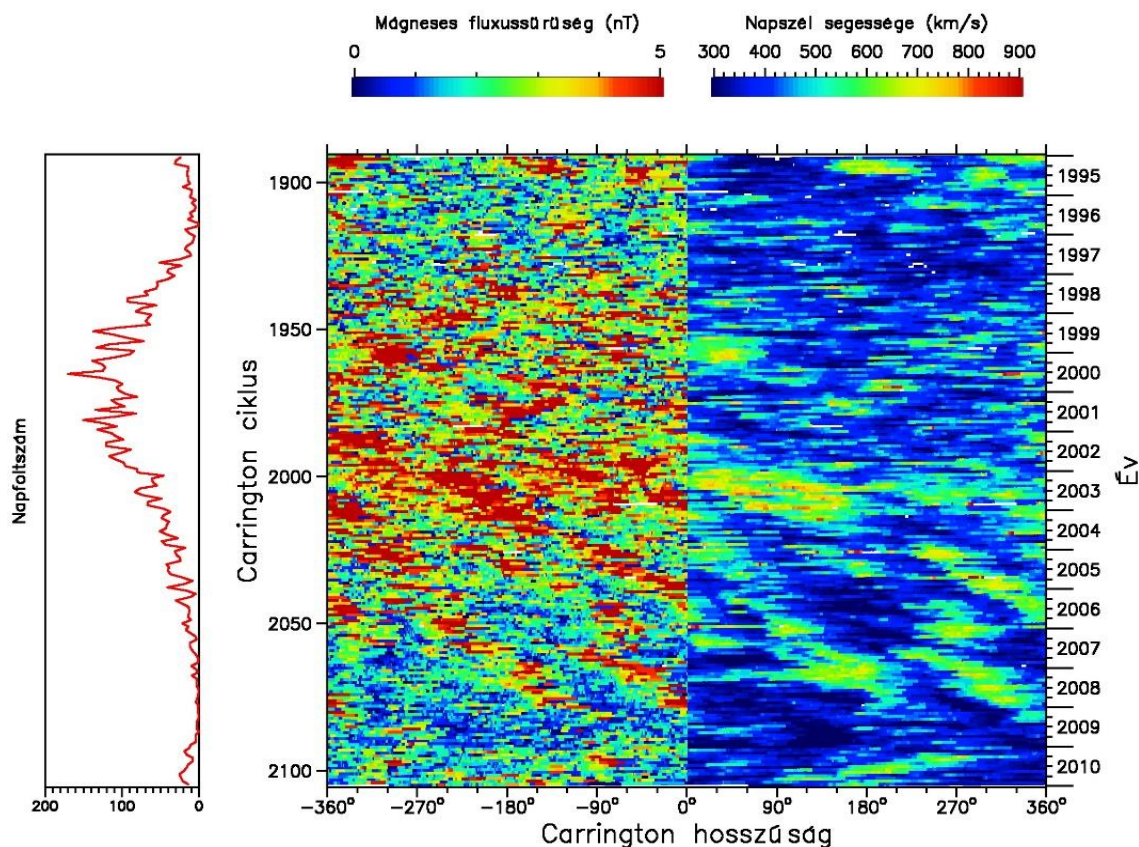
azt a korábbi megállapítást, miszerint a mágneses fluxussűrűség is a ciklus folyamán változik, de a maximum értékeket a napfoltciklus hanyatló ágában éri el.

4.2. A BOLYGÓKÖZI MÁGNESES FLUXUS: STRUKTÚRÁK MÁRPEDIG VANNAK!

Az 50 éves adatsor egy részén zavaróan sok az adathiány, ezért célszerű az időszak végére, a rendhagyóan nyugodt 23. napciklusra (1996-2008) fókuszálni. A 23. napciklus leszálló ága különösen hosszú volt, a mágneses fluxus alacsony, és több egyenlítői koronalyuk is megjelent (*Abramenko et al., 2010*). A 30. ábra ezt az időszakot ábrázolja.

Az előjel nélküli mágneses fluxus intenzitásnövekedései piros foltokként jelennek meg az ábrán, ezek kb. kétszeres növekedést jelentenek. Nem véletlenszerűen tűnnek fel, hanem ferde „sávokba” rendeződve. Az időszak első felében (kb. 1998-2002) ezek a sávok balra dőlnek, azaz az egymást követő intenzitásnövekedések ciklusról ciklusra haladva később jelentkeznek. Ez azt jelenti, hogy a visszatérő intenzitásnövekedések forgási periódusa hosszabb, mint 25.3802 nap. Az időszak második felében, a napciklus hanyatló fázisában (2004-2010) a sávok jobbra dőlnek, ekkor tehát forgási periódusuk rövidebb, mint a Carrington-ciklus. **Ekkor hangsúlyosabbak a visszatérő struktúrák, és látszólag hosszabb ideig tartanak, akár 4-5 évig is.** Hasonló jelenségeket látunk a sebességtérben is, de ott kevésbé összefüggőek a visszatérő szerkezetek.

A mágneses intenzitásnövekedéseket többféleképpen is lehet magyarázni. A plazma összenyomását okozhatja egy-egy napkitörés vagy együttforgó kölcsönhatási tartomány (CIR), de az sem kizárt, hogy eleve nagyobb mágneses fluxust hordoz magával a plazma a forrástól. Rendszeres visszatérésük arra enged következtetni, hogy CIR-struktúrákról van szó. Ez azt jelentené tehát, hogy a CIR-struktúrát, melyet a Földnél rendszeresen érzékelünk, olyan gyors napszéláram idézi elő, melynek forrása egy adott (állandó) heliografikus hosszúságon található. A struktúrák balra ill. jobbra dőlése az ábrán arra utal, hogy a forrás a Carrington által meghatározott sebességnél lassabban ill. gyorsabban forog. CIR-struktúrákat rendszerint 3-4 napfordulón keresztül figyelnek meg. Az ekliptikából kiemelkedő Ulysses az energikus részecskesűrűség adatokban egy éven át fennálló visszatérő jelenségeket detektált 15° – 30° szélességi fokoknál (*McComas et al. 1995*), de az



30. ábra: A 23-as napciklus adatai balról jobbra: napfoltszám, előjel nélküli radiális mágneses tér, napszélsebesség (Dósa, 2017).

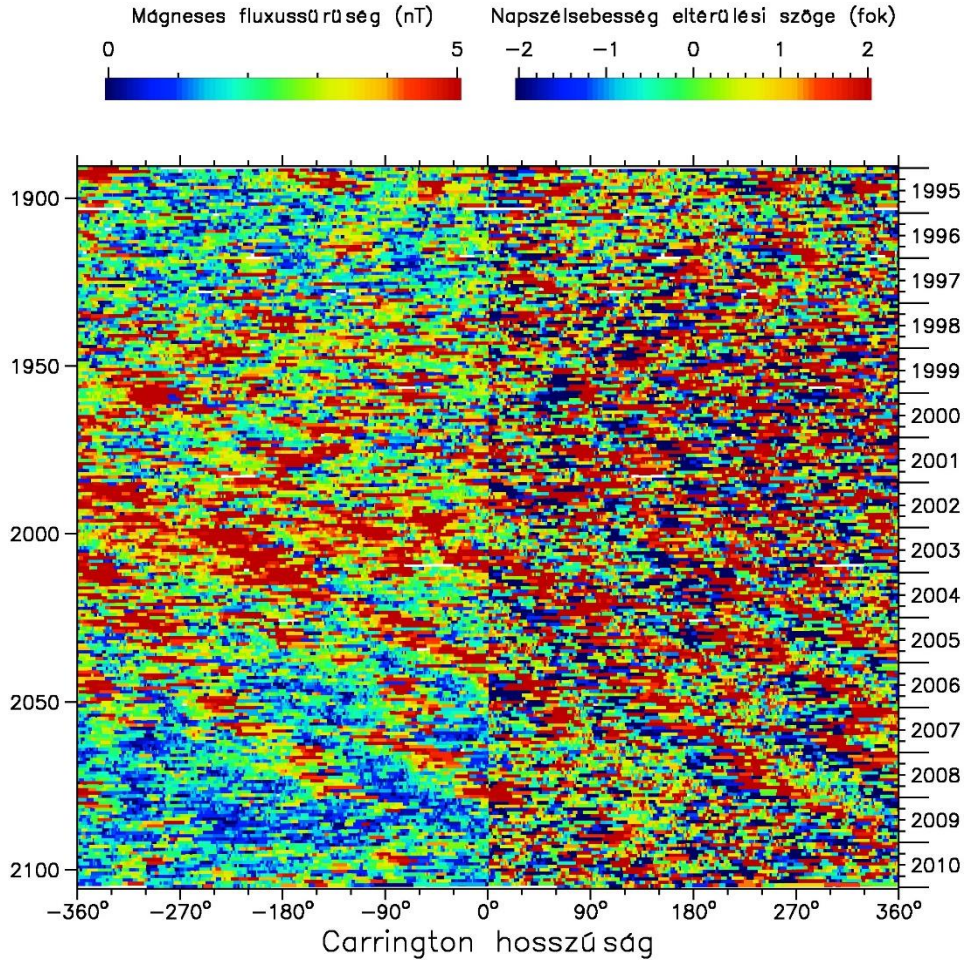
ekliptika síkjában ilyen hosszú ideig fennálló jelenségeket még sosem regisztráltak.

A hosszúságokhoz kötött intenzitásnövekedés ellentmondani látszik az Ulysses által tapasztalt homogén mágneses térnek, az erővonalak szétterülésének. Az ellentmondást a következő vizsgálatok feloldják. Megmutatom, hogy itt egy másik terjedési effektusról van szó, mely a Naptól távolabb, a plazma dinamikus nyomása által dominált tartományban, és főképpen az ekliptika síkjában hangsúlyos.

Már ezekből az eredményekből is levonható az a következtetés, hogy a helioszférabeli teljes mágneses fluxus meghatározása nem történhet egy-egy pontban mért érték alapján. A longitudinális fluktuációk miatt egy teljes Carrington-ciklus mérésorozata szükséges a teljes felületre való integráláshoz.

4.3. SEJTÉS ÉS BIZONYÍTÁS: CIR

A mágneses tér mellett, hasonló rendszerben ábrázoltam az adott plazmacsomag sebességvektorának eltérülési szögét – azaz a radiálistól való eltérést (31. ábra). Az eltérülési szög kicsi, mindössze $1-2^\circ$, de szisztematikus képet mutat: akárcsak a mágneses intenzitásnövekedések esetében, itt is kirajzolódnak a „ferde sávok”, azaz a gyorsabban, ill. lassabban forgó struktúrák. A 31. ábra jobb oldalán minden egyes struktúránál a pozitív irányú eltérést (piros) negatív irányú eltérés (kék) váltja fel. Ez megfelel a Pizzo által vázolt CIR-szerkezetnek, amit a bevezető rész 13. ábrája szemléltet. A pozitív és negatív eltérés között alakul ki a két különböző sebességű plazmaáram közti határfelület (*stream interface*). A CIR-



31. ábra: A 23-as napciklus adatai: előjel nélküli radiális mágneses tér (bal), a sebességvektor radiálistól való eltérülésének szöge (jobb), a forrás hosszúsága szerint fázisba rendezve (Dósa, 2017).

struktúra mellett szól az is, hogy a mágneses intenzitásnövekedés pontosan erre a határfelületre illeszkedik. A besűrűsödött mágneses erővonalak tehát nem a gyorsabb (vagy lassabb) napszéllal érkeznek, hanem a kettő találkozási frontján alakulnak ki.

Pizzo modelljéből azt is megtudjuk, hogy a két különböző sebességű plazmaáram közti határfelület, ahol az összenyomódás érvényesül, ferde (ld. bevezető 13. ábra). Ha a határfelület normálisa tisztán radiális lenne, összenyomódáskor a radiális mágneses tér nem növekedne meg, csak az azimutális komponens. A mágneses tér radiális komponensének megnövekedése tehát már önmagában alátámasztja a ferde felületű összenyomódást, valószínűsíthetően CIR-szerkezet jelenlétét.

4.4. A STRUKTÚRÁK RÉSZLETESEBB VIZSGÁLATA

4.4.1. FORGÁSI SZÖGSEBESSÉG

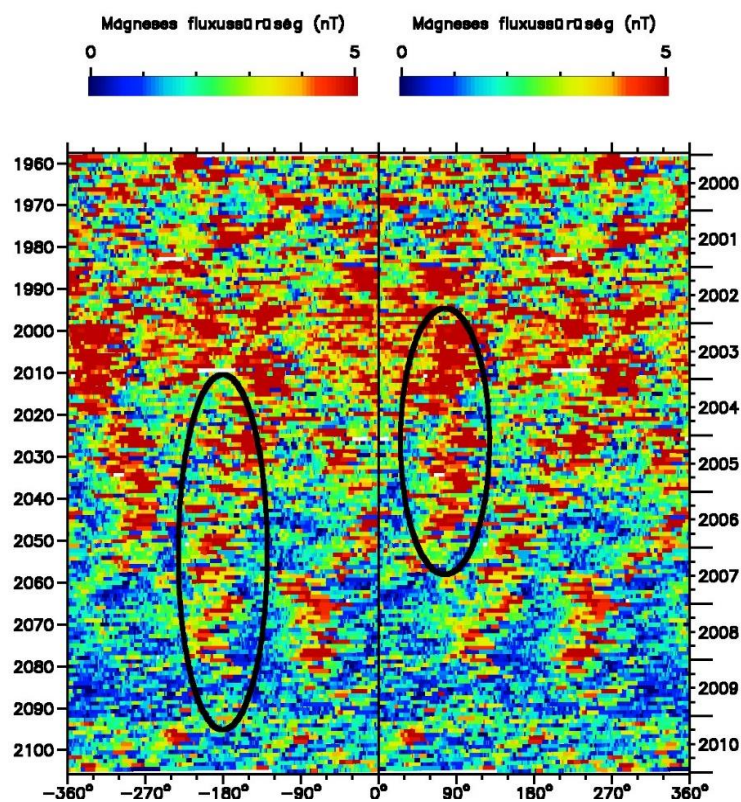
Láttuk, hogy az együttforgó struktúrák forgási sebessége a ciklus folyamán változik. A 2000-es év fordulópontnak tűnik, hiszen előtte lassabban, utána gyorsabban forogtak, mint a fázisba rendezéshez használt Carrington-rotációs ciklus.

Két együttforgó CIR-szerkezetnek meghatároztam a forgási sebességét. Olyan ciklust választottam a fázisba rendezéshez, amellyel a lehető legegyszerűsebb struktúrákat kaptam a kiválasztott esetekre. (Természetesen ekkor a többi struktúra is elhangolódik.) A 32. ábrán a két kiválasztott és „kiegyenesített” CIR-szerkezetet látjuk, az egyik kb. 80° heliografikus hosszúságról ered, a másik forrása kb. 180° . Az első esetben 25.0 napos, a másik esetben 25.1 napos volt a feltételezett legmegfelelőbb forgási periódus. Az egyes együttforgó tartományok tehát egyidőben fennállnak ugyan, de eltérő a forrásuk és a forgási sebességük is.

A Carrington által definiált ciklus (25.3802 nap) a Nap fotoszféráján, kb. 15° heliografikus szélességen megfigyelt napfoltok forgási sebessége. A Nap fotoszférája differenciálisan forog, tehát magasabb szélességeken lassabban, az egyenlítőhöz közeledve gyorsabban. De eltérő sebességgel forognak a fotoszféra alatti rétegek és a korona is, sőt eltérő sebességgel forognak az egyes aktív területek, napfoltok, koronalyukak. A korona forgása közvetlenül nem mérhető, de különböző módszerek

és modellek segítségével megállapították, hogy kevésbé differenciált és lassabb, mint a Carrington-ciklus (pl. *Chandra et al, 2009, Badalyan és Obridko, 2018*). Az egyenlítői korona forgási periódusa a fotoszféra forgásával összemérhető, annál jellemzően nem gyorsabb. Wang szerint ennek az az oka, hogy a mágneses tér magasabbrendű tagjai a radiális távolsággal gyorsan csökkennek. A korona és a fotoszféra között gyakori a mágneses rekonnekció, ezáltal a korona nem áll szoros összeköttetésben a fotoszférával (*Wang, 2014*).

Az eltérő sebességeket tehát okozhatja a korona eltérő forgási sebessége, vagy az, hogy a forrásként szolgáló koronalyuk magasabb ill. alacsonyabb szélességen fekszik, mint 16° . A lassabban együttforgó CIR-struktúrákat (23. ciklus első felében) magyarázhatja a magasabban fekvő forrásrégió, vagy a korona lassabb forgási sebessége – ez akkor áll fenn, ha a fotoszféra mágneses fluxusa magasabb szélességekre koncentrálódik (*Wang, 2014*). A gyorsabban forgó CIR-struktúrákat magyarázhatják az alacsonyabb szélességeken fekvő források, különösen az egyenlítői koronalyukak. A 23. ciklus végén valóban voltak koronalyukak az egyenlítőnél, amint azt a 4.4.4. fejezetben bemutatom.



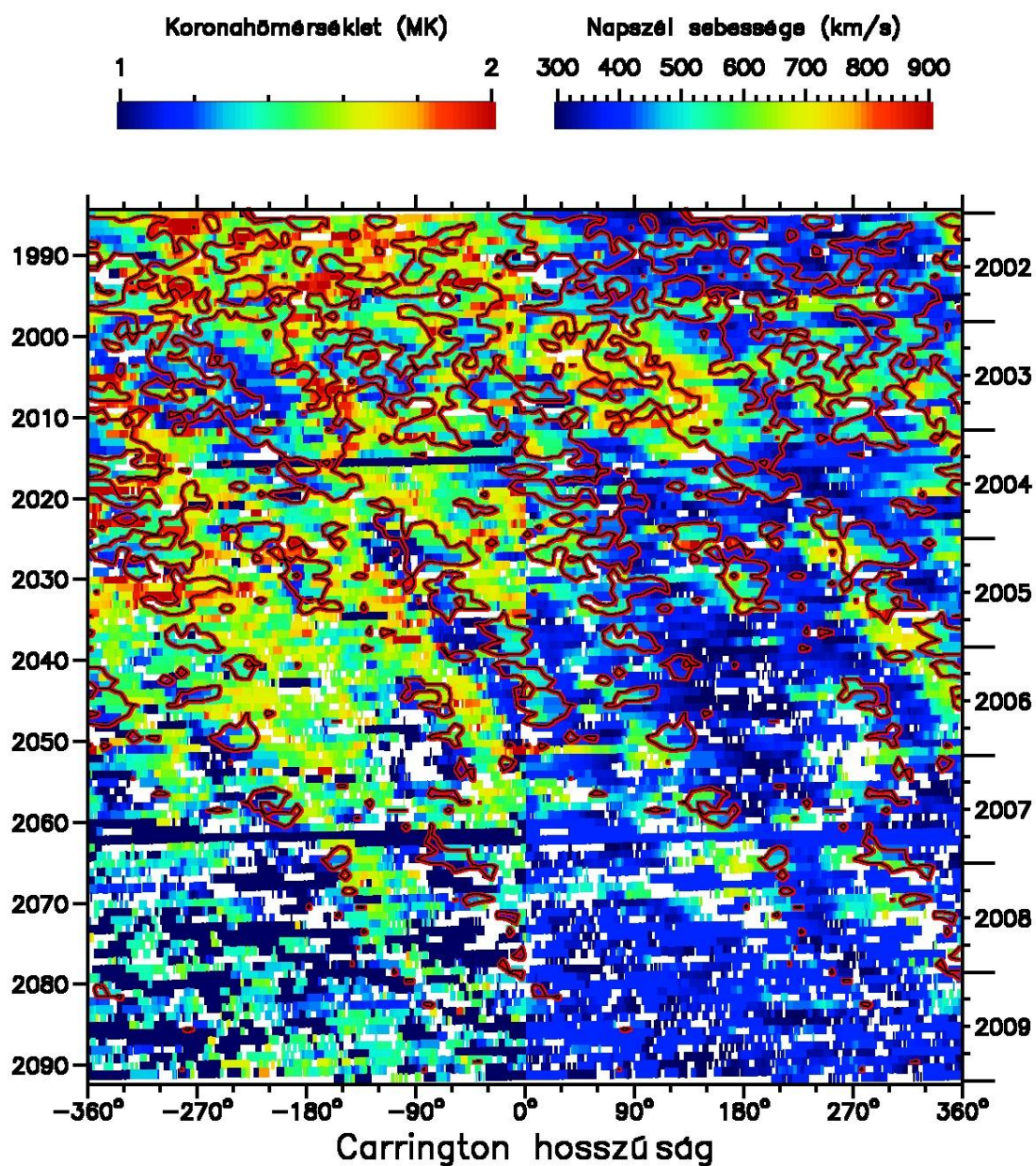
32. ábra: Kiegyenesített CIR-struktúrák. Bal: 25.1 napos forgási ciklus, Jobb: 25.0 napos forgási ciklust feltételezve. Függőleges tengely: idő, (bal) Carrington-rotációs ciklus szerint, (jobb) évszám (*Dósa, 2017*).

4.4.2. A STRUKTÚRÁK FORRÁSA

A 23-as ciklus hanyatló ágának visszatérő jelenségeit vizsgáljuk a továbbiakban. A napszél forrását az ún. koronahőmérséklet is segít azonosítani. A plazmában mért koronahőmérséklet két oxigénizotóp arányán alapul (O^{6+}/O^{7+}). Ez az arányszám a korona alsó részén alakul ki az ott uralkodó magas hőmérséklet következtében, és a terjedés során változatlan marad a Földnél is. Ennek az az oka, hogy a koronában egy bizonyos magasság felett olyan ritkák az ütközések, hogy a különböző izotópok arányszáma változatlan, azaz befagy a plazmába (*Hundhausen et al, 1968*). A koronahőmérséklet alapján tehát a hűvösebb koronalyukakból származó gyors napszél könnyen elválasztható nemcsak a lassú napszélről, hanem a napkitörések felgyorsult napszelétől is.

A 33. ábrán a 23. ciklus hanyatló ágának (2002-2009) különböző paramétereit látjuk a heliografikus (Carrington) hosszúsághoz visszavetítve. A háttérben bal oldalon a koronahőmérséklet, jobb oldalon a napszéle sebesség adatok vannak feltüntetve. Piros kontúrvonal jelöli a mágneses intenzitásnövekedések (4 nT feletti értékek) helyeit a korábbi, 31. ábra alapján.

A jobb oldali sebességadatokat a mágneses intenzitásnövekedésekkel összevetve kiderül, hogy a mágneses erővonalak összenyomódása megelőzi a gyors napszél tényleges detektálását. Az űrszonda tehát először az összenyomott lassú napszél tartományban van, utána kerül át a gyors napszélbe. A bal oldali koronahőmérséklet ábráról az is kiderül, hogy ezek a gyors napszéláramok valóban a koronából jönnek: a mágneses intenzitásnövekedést követően a koronahőmérséklet alacsony. Ezek az eredmények is azt támasztják alá, hogy hosszan fennálló CIR-struktúrákat látunk, de a koronabeli források kérdésére még visszatérünk.



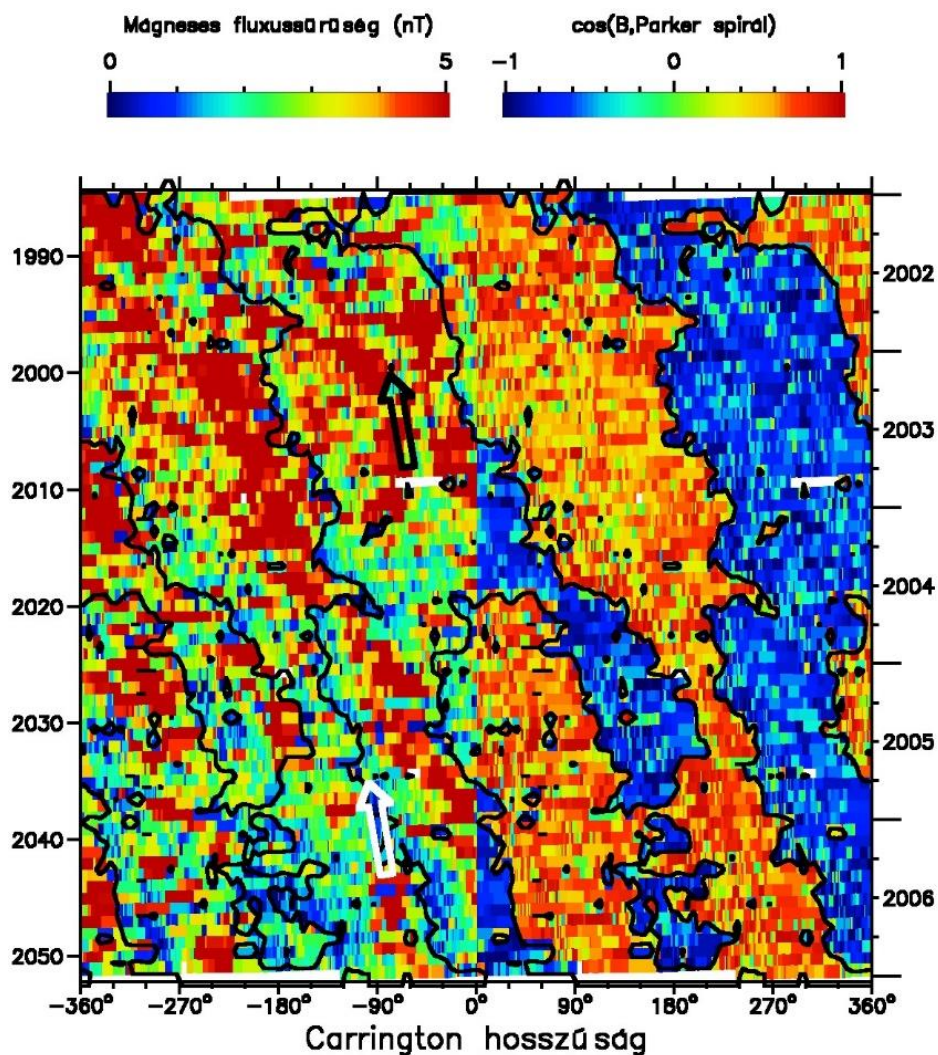
33. ábra: A mágneses fluxus összehasonlítása a koronahőmérséklettel és a napszélsebességgel. A háttérben koronahőmérséklet (bal) és napszélsebesség (jobb) adatok forgási ciklus szerint fázisba rendezve. A piros kontúrvonal a magasabb mágneses fluxusú területeket jelöli (min. 4 nT) (Dósa, 2017).

4.4.3. A STRUKTÚRÁK KAPCSOLATA A SEKTORÁTMENETTEL

A harmadik vizsgálati szempont a mágneses szektorok kérdése. Mivel lassú napszél többnyire a helioszférikus áramlepel környékén áramlik, ezért szektorátmenetek esetén – tehát amikor az űrszonda keresztezi a helioszférikus áramleplet – gyakran alakul ki gyors- és lassú napszéláram közti kölcsönhatás. Ilyenkor a két áramot elválasztó határfelület (*stream interface*) környékén történik a mágneses tér polaritásváltása. Ezért kerestem az összefüggést a mágneses fluxus és polaritás között. A 2002-2006-ig tartó időszakot vizsgáltam, mivel ekkor történt a Napon egy mágneses átrendeződés. Az eddig vizsgált radiális mágneses tér előjel nélküli volt, de most ábrázoljuk a mágneses szektorokat a mágneses tér előjelének segítségével. A mágneses erővonal és a Parker-spirál érintője által bezárt szög koszinuszát tekintjük. Ideális esetben a két vektor párhuzamos, az általuk bezárt szög tehát 0° vagy 180° , melynek koszinusza $+1$ vagy -1 .

A 34. ábra jobb tábláján kirajzolódik, hogy 2002-2003 között, napaktivitás szempontjából rendkívül nyugodt időszakban, két uralkodó szektor volt a helioszférában, mely a Nap dipólstruktúrájára enged következtetni. Majd egy mágneses átrendeződés következtében 2004 közepétől 2006-ig kvadrupól struktúra jellemezte a Napot, aminek következtében az interplanetáris térben négy szektor alakult ki (a *balerina szoknya* jobban fodrozódott). Kérdés, hogy hogyan alakultak ekkor a látszólag egybefüggő CIR-struktúrák?

A 34. ábra bal oldalán a mágneses fluxussűrűséget látjuk. A szektorszerkezet kontúrvonalát a 34./jobb ábra adatainak megfelelően átmásoltam a mágneses fluxussűrűség táblájára. Elmondható, hogy van összefüggés a mágneses fluxussűrűség és polaritás között: sok esetben a mágneses fluxussűrűség megnövekedése szektorváltáshoz kötődik. Ráadásul, a szektorváltás után emelkedik meg a mágneses fluxus – mivel a szektorátmenet még a lassú napszélben történik. De a korreláció nem teljes, hiszen vannak olyan szektorátmenetek, melyeket nem kísér a mágneses tér radiális komponensének (B_{rad}) növekedése, és vannak olyan intenzitásnövekedések, amelyek nem kötődnek szektorátmenethez. Az előbbi esetet a 34. ábra bal tábláján fekete nyíl (-90° -nál 2003-ban), az utóbbit fehér nyíl jelzi (szintén -90° -nál, 2005-ben). Levonható az a következtetés, miszerint a **mágneses fluxus intenzitás-növekedései nem feltétlenül kötődnek szektorátmenethez.**



34. ábra: A mágneses fluxussűrűség (bal) összevetése a mágneses polaritással (jobb). A polaritásváltást kontúrvonal jelöli. Fekete nyíl: mágneses fluxus intenzitásnövekedése, melyet nem kísér szektorátmenet, Fehér nyíl: szektorátmenet, melyet nem kísér intenzitásnövekedés (Dósa, 2017).

Fentiekből az is következik, hogy a 34. ábra bal tábláján átívelő, látszólag egybefüggő visszatérő CIR-struktúra, mely 2002-től 2006-ig tart, valójában nem azonos forrásra vezethető vissza. Mivel 2004-ben polaritásváltás történt, nem jöhetett a gyors napszél ugyanabból a koronalyukból. (A koronalyukak mágneses tere unipoláris.) Ez a CIR-szerkezet tehát legalább két CIR-ből tevődik össze, melyek egyenként két-két évig álltak fenn.

Leolvasható az ábráról még egy jelenség. A jobb táblán megfigyelhető dipól és kvadrupól szektorszerkezetek forgási sebessége is gyorsabb ebben az időszakban, mint a Carrington-rotáció, ugyanakkor *lassabb*, mint a mágneses fluxussűrűség intenzitásnövekedések forgási sebessége. Ez abból derül ki, hogy a bal oldali

együttforgó jelenségekre illeszthető egyenes meredeksége kisebb, mint a jobb oldali polaritás adatokban megjelenő együttforgó struktúrákra illeszthető egyenes meredeksége. Nem meglepő ez az eredmény, hiszen a szektorátmenetek és a CIR-struktúrák alapvetően különböző jelenségek. A kérdés inkább az, hogy vajon mi történik, amikor egy együttforgó CIR-struktúra látszólag leelőzi az együttforgó szektort. Lehetséges-e, hogy az interplanetáris térben kényszerűen létrejövő mágneses átrendeződés valahogyan visszahat a korona egyes tartományaira is? Erre a kérdésre ma még nem lehet egyértelműen válaszolni.

4.4.4. A STRUKTÚRÁK FELBONTÁSA

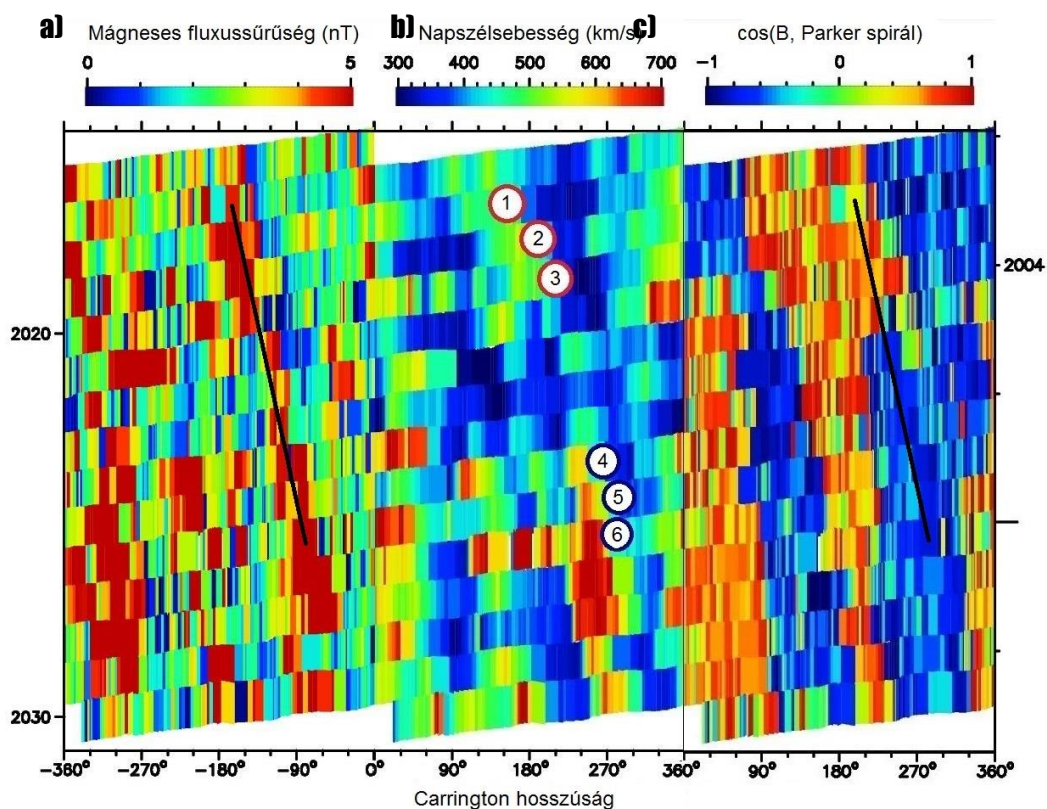
A korábbiakban azonosított, mágneses átrendeződés idején kialakult két CIR-struktúra forrását keressük. A napszélcsomagokat visszavetítjük a forráshoz, a Nap koronájába. Mivel a mágneses intenzitásnövekedésekhez gyors napszél érkezése szükséges, ezért azt várjuk, hogy a forrásnak megfelelő hosszúságon koronalyukakat találunk. A 23. ciklus leszálló ágának leghosszabb ideig fennálló struktúráját választottam elemzésre, amely a 4.4.3. fejezetbeli eredmények szerint látszólag egy polaritásváltást is túlélt.

A 35. ábrán a 2003-2005-ös időszak mágneses tér, napszélebség és polaritás adatait látjuk. A mágneses fluxus adatsoron (35/a ábra) fekete egyenes jelöli a vizsgált, két részre bontható, CIR-struktúrát. A 35/b ábra napszélebség adatsorán számokkal jelöltem a sebesség adatokban bekövetkező hirtelen növekedéseket, ezek az együttforgó visszatérő tartomány egyes fordulatai. ①-③-as számokkal jelöltem az első CIR négy fordulóját, melyek pozitív (35/c táblán piros) mágneses polaritású teret hordoznak magukkal, és ④-⑥-os számokkal a második CIR fordulót, melyek negatív (kék) polaritású mágneses térrel jellemezhetők.

Az egyes fordulókhoz tartozó időpontokat a PFSS modellel készült napkorona térképen is ábrázoltam (36. ábra, első oszlop). Az ① pontban mért adat forrása a 2017-es rotációs ciklusban kb. 150° heliografikus hosszúságra tehető (ld. 35/b ábra). A 36/a1 ábráról leolvashatjuk, hogy a mérés idején és helyén (tehát a 2017-es rotációs ciklus során, a 150° hosszúság környékén, az egyenlítői síkban) a mágneses tér polaritása déli volt – feltéve, hogy a koronabeli polaritást mérjük a bolygóközi térben. A ⑥ pontban mért adat forrása a 2026-os ciklusban kb. 285° heliografikus hosszúságra tehető (35/b ábra). A PFSS modell koronatérképén ezek

a pontok az egyenlítői síkban vannak bejelölve (36/a6 ábra). A jelölt helyen a koronamodell szerinti polaritás meggyezik azzal a polaritásértékkal, ami a mi adatainkon (35/c ábra) is szerepel.

Mind a hat eseményhez bemutatom az éppen aktuális koronafelvételt, melyet a SDO (Solar Dynamics Observatory, *Pesnell, 2011*) űrszonda készített extrém ultraibolya tartományban (19.3 nm) (36/c1-6 ábrák, *Lemen, 2011*, <http://aia.lmsal.com/index.htm>), illetve a koronafelvételek alapján, adott napra készült koronatérképet (36/b1-6 ábrák). (Ezek, a képalkotó műszert előállító Lockheed Martin Solar and Astrophysics Laboratory által üzemeltetett honlapon megtalálhatóak: <http://lmsal.com/hek/>.) A térképeken az aktív területeket piros, a koronalyukakat zöld szín jelöli.



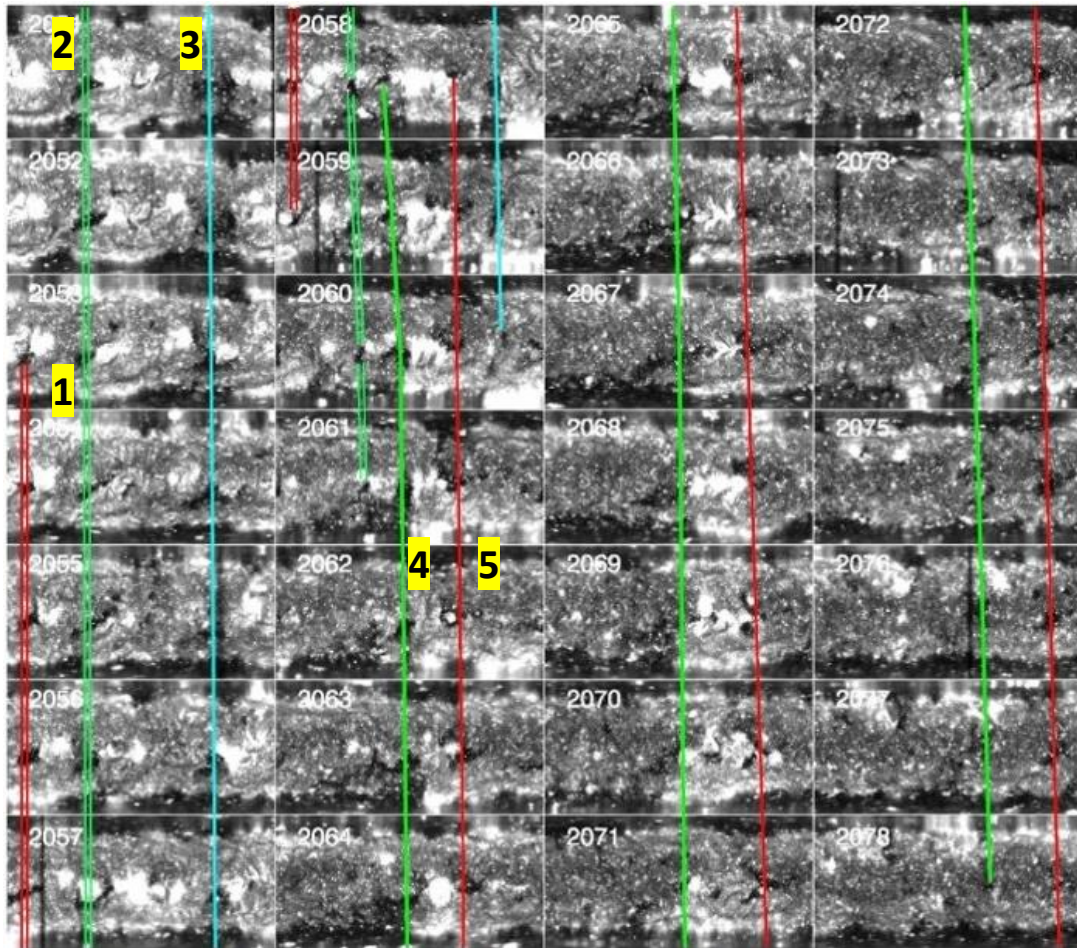
35. ábra: Egy különösen hosszú CIR vizsgálata. a) előjel nélküli mágneses fluxusűrűség, b) napszélesség, c) mágneses polaritás. A vizsgált CIR-t fekete vonal jelöli. A számokkal jelölt mérések idején a mérőszonda a 36. ábra koronatérképein jelölt helyen tartózkodott.

36. ábra (túldoldal): a1-6) A 35. ábrán számokkal jelölt események időpontjában a koronatérképen jelölt helyről érkezett plazma a mérőműszerhez. b1-6) Az adott időben koronafelvételek alapján modellezett korona c1-6) az adott időben SDO által készült koronafelvétel (SDO, <http://aia.lmsal.com/index.htm>)

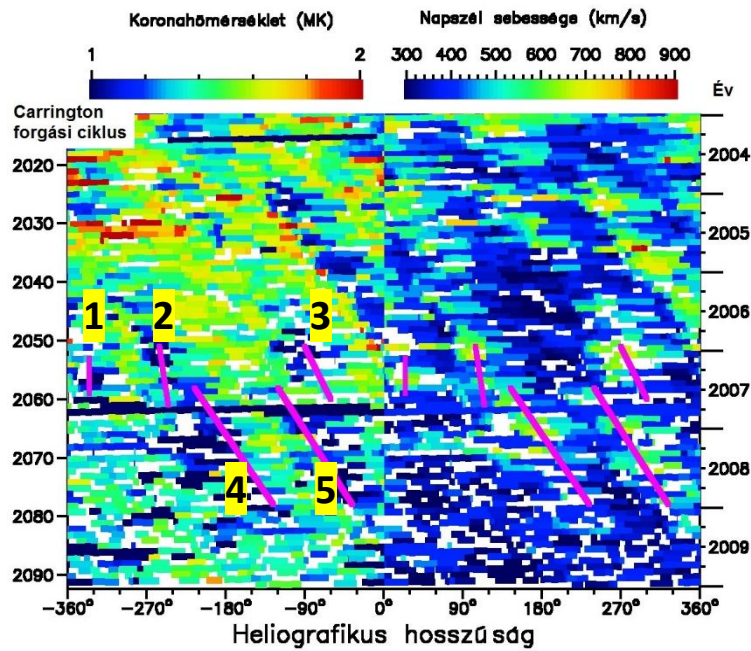
A 35. ábrán számokkal jelölt eseményekhez (sebesség és mágneses fluxus hirtelen megnövekedése), a megfigyelt koronaterkép segítségével könnyen hozzárendelhetünk koronalyukakat. Mind az első (①-③), mind a második (④-⑥) sorozatban egyaránt azonosítható az a koronalyuk, amelynek területe egyre csökken ugyan, de ciklusról ciklusra fennáll. Ezeket az SDO fényképeken fehér felirat jelöli (36/c1-6). **Az első esetben a mágneses egyenlítőről délre, a második esetben a mágneses egyenlítőről északra alakul ki a koronalyuk, de nagyjából azonos heliografikus hosszúságon.**

Vizsgáljunk meg most néhány esetet a 23. ciklus rendkívül nyugodt minimuma idején. 2008-ban a napfolt nélküli napok száma egy év alatt elérte a 268-at, mely a negyedik legmagasabb szám 1855 óta (*WDC-SILSO, Royal Observatory of Belgium, Brüsszel*). Ebben az időszakban több egyenlítői koronalyukat is megfigyeltek, ezeket többek között *Abramenko et al.* vizsgálták részletesen (*Abramenko et al, 2010*). Az ő munkájuknak köszönhetően a ciklus végén fellépő rövidebb ideig tartó (de még mindig extrém hosszúnak mondható, 1-2 éven keresztül fennálló) CIR-struktúrák forrását meg lehetett határozni. *Abramenko* STEREO adatokon alapuló szinoptikus koronafelvételeket közöl a 2051-2078-as Carrington-ciklusokra, azaz a 2007-2008-as időszakra. A 37. ábrán az egyes ciklusok során készült szinoptikus felvételeket egymás alá helyezve mutatja be. Egy-egy koronalyuk helyzetét színes vonalakkal jelölve, ciklusról ciklusra követi helyzetét. Az *Abramenko* által azonosított egyenlítői koronalyukak helyzetét jelöltem saját adatsoraimon, a 38. ábrán. Itt a koronahőmérséklet és napszélsebesség adatokat mutatom be egymás mellett, a forrás heliografikus hosszúsága szerint fázisba rendezve. Mindkettőn lila vonal jelöli a koronalyukak helyét. Általánosságban elmondható, hogy a koronalyukak helyzete egybeesik a koronahőmérséklet adatsorban megjelenő hideg plazmával, a napszélsebesség adatsorban pedig a nagyobb sebességű plazmaáramokkal.

A 2050-2060-as Carrington-ciklusok során három, koronalyukakból eredeztethető gyors napszéláram érte el a Földet, melynek során együttforgó kölcsönható tartományok alakultak ki, melyek kb. 10 napfordulón át fennálltak. Ezeket a 37. és a 38. ábrán 1-3 számok jelölik. A 2058-as napciklus során két hosszán fennálló koronalyuk jelenik meg és látható egészen a 2080-as ciklusig. Az interplanetáris térben is található két domináns struktúra ugyanebben az időszakban. Ezeket a 37. és a 38. ábrákon 4-5 számok jelölik. Ezek a koronalyukak



37. ábra: A 2051-2078 Carrington-ciklusok szinoptikus koronafelvételei STEREO adatok alapján. Az egyes azonosított koronalyukakat színes vonalak jelölik (Abramenko, 2010).



38. ábra: Koronahőmérséklet (bal) és napszélsebesség (jobb) fázisba rendezve a forrás heliografikus hosszúsága szerint (OMNI adatbázis). A 37. ábrán azonosított koronalyukak helyét lila vonalak jelölik.

a mi megfigyeléseink szerint (37. ábra) és a STEREO felvételek szerint is egyre magasabb hosszúságokon jelennek meg. A 38. ábrán ez a lila vonalak jobbra dőlésében jelentkezik, a 37. ábrán a zöld és piros vonalak enyhe dőlésében jelennek meg.

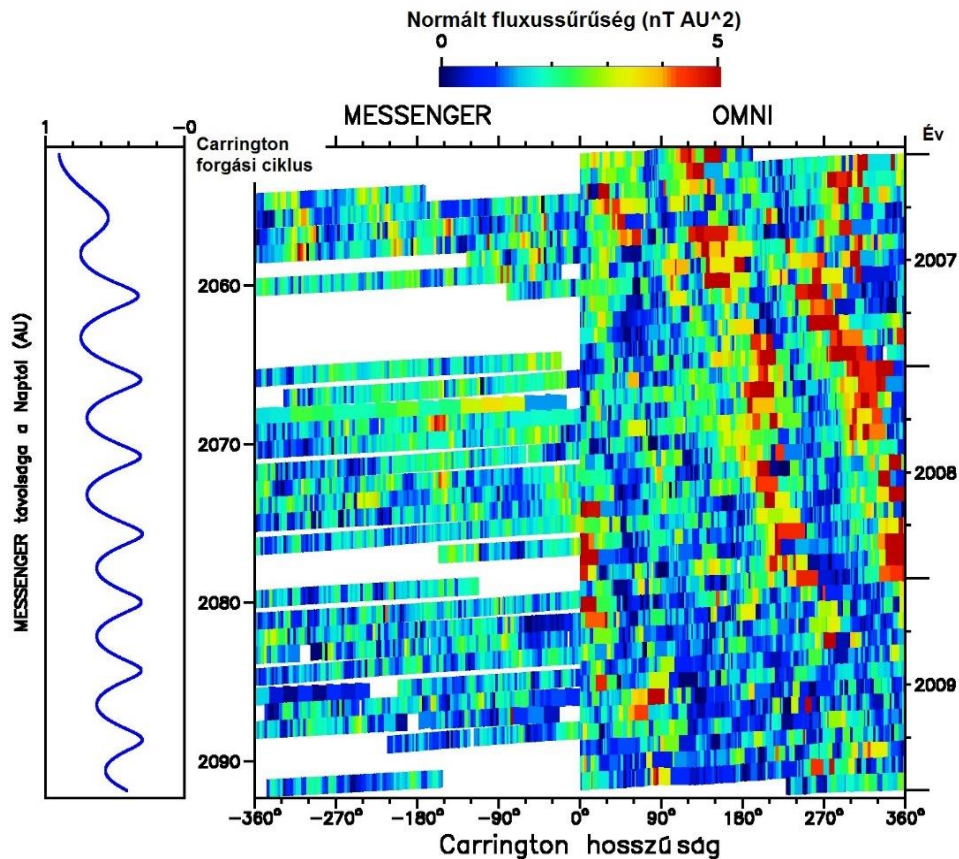
Ez az összepárosítás igazolja, hogy a koronalyukak hatása 1 CsE távolságban kimutatható, különösen a napszélsébség és a koronahőmérséklet adatokban. Ezekről térben elkülönülve, de velük szoros összefüggésben jelennek meg a magas mágneses fluxussal rendelkező területek, melyek a gyors és lassú napszél találkozási felületéhez kötődnek.

4.4.5. A TERJEDÉS VIZSGÁLATA MESSENGER ADATOK ALAPJÁN

Megmutattuk tehát, hogy az interplanetáris tér napszél adataiból következtetni lehet a korona állapotára. A Föld távolságában mérhető együttforgó kölcsönhatási tartományokat visszavetítve a koronáig, azonosítani lehet az őket kialakító koronalyukakat. A CIR-struktúrák azonban terjedésük következtében jellegzetesen fejlődnek, változnak (ld. 1.14. fejezet) 1 CsE távolságban rendszerint kimutatható a plazmacsomagok közti határfelület, ami még nem alakult át lökéshullámmá. Amennyiben sikerül megmutatni, hogy a földközeli mérések alapján azonosított visszatérő jelenségek a helioszféra más pontjain is észlelhetők, de más formában, akkor biztosak lehetünk benne, hogy radiálisan fejlődő CIR-struktúrákról van szó.

Ezt a vizsgálatot a Naphoz közelebb keringő MESSENGER űrszonda mérései teszik lehetővé (Solomon, 2007). A MESSENGER űrszonda 2004-ben indult a Földről a Merkúr felé, majd a Vénusz mellett is elhaladva a gravitációs hintamanőver lehetőségét kihasználva haladt a belső Naprendszer felé. 2011-ben állt pályára a Merkúr körül. Útja során 2007-2009 között az interplanetáris térben keringett és tudományos műszerei többek között napszélparamétereket is mértek.

Napszélsébséget nem mért, de a magnetométer adatait fel tudjuk használni (NSSDCA, NASA Space Science Data Coordinated Archive, <https://nssdc.gsfc.nasa.gov/>). A radiális mágneses tér értékét természetesen a Naptól való távolságnak megfelelően korrigálni kell, hogy összehasonlítható legyen a Föld távolságában mért adatokkal. A MESSENGER által mért adatokat



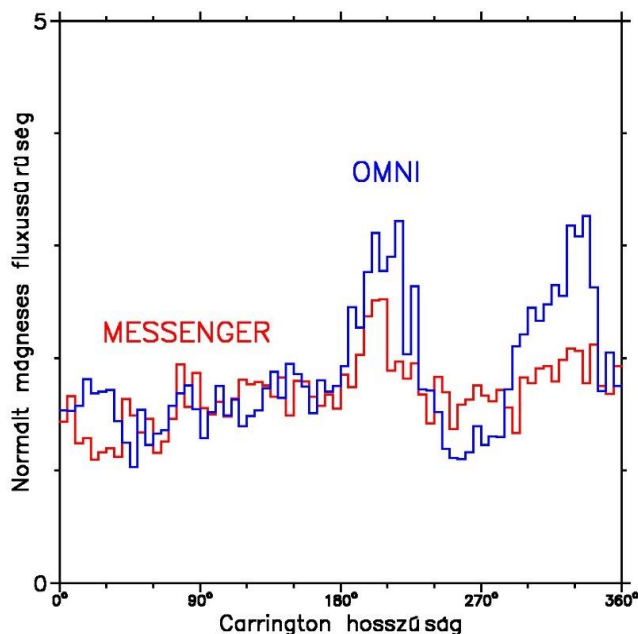
39. ábra: MESSENGER által mért mágneses fluxus és a Föld körüli OMNI adatok a forrás heliografikus hosszúságára visszavetítve, a Naptól való távolságnak megfelelően normálva (Dósa, 2017).

ugyanúgy visszavetítettem a Naphoz, mint a Föld körüli OMNI adatbázis adatait a korábbiakban. Mivel itt sebességadatokkal nem rendelkeztam, a napszélső sebesség átlagos értékével (400 km/s) számoltam minden esetben. Az ebből származó hiba nem számottevő, mivel az űrszonda a vizsgált időszak nagy részében közelebb keringett a Naphoz, tehát a plazma repülési ideje rövidebb. A hiba a forrásként meghatározott hosszúságban jelenik meg, a mágneses fluxussűrűséget nem befolyásolja.

A 39. ábrán a MESSENGER és OMNI által mért előjel nélküli radiális mágneses fluxust hasonlítom össze, melyet az egyes plazmacsomagok forrásának függvényében ábrázoltam. Az ábra bal oldalán a MESSENGER Naptól való távolságát látjuk CsE-ben megadva. Ha csak önmagában a MESSENGER adatokat tekintjük, akkor is előtűnik a CIR-terjedés folyamata: ahogy közeledik a Naphoz a szonda, úgy csökkennek a magasabb mágneses fluxusértékek. 2007-ben 3-5 nT a

jellemző mágneses fluxussűrűség, és kivehető az a három CIR-struktúra, mely a szomszédos OMNI ábrán is megjelenik. 2008-ban, ahogy haladt befelé az űrszonda, még jelen vannak, de kevésbé kivehetőek az intenzitásnövekedések. 2009-ben, mikor kb. 0.5 CsE távolságra volt az űrszonda a Naptól, jellemzően 0-1.5 nT a mágneses fluxus, a magasabb értékek diffúz módon jelentkeznek az ábrán, struktúra nélkül. Ezt a CIR-struktúrák terjedése magyarázza: az adatokban megjelenő gradiensek terjedés során nőnek, és csak kb. 2 CsE-nél alakulnak majd lökéshullámmá.

A 2008-as időszakot tekintve kiderül, hogy a Földnél megjelenő CIR-struktúrákat nem lehetett 0.5 CsE-nél detektálni (39. ábra). A 2008-as év MESSENGER és OMNI adatait ezért először 5°-onként, majd idő szerint, azaz Carrington-rotációra is átlagoltam. Igaz, hogy a két szonda különböző pontokban mért, de mivel az adatokat visszavetítettem a forráshoz, illetve egy adott forrásból származó napszéladatot konstansnak tekintettem, hasonló átlagos mágneses-fluxus trendet várok. A 40. ábrán látható a heliografikus hosszúság szerint összesített mágneses fluxus. A trend valóban hasonló: 0-180° között jellemzően 1-2 nT a mágneses fluxus, majd a Nap másik felén (180-360°) két megemelkedett fluxusú



40. ábra: A helioszférában mért mágneses fluxus a forrás hosszúságára visszavetítve és hosszúsági fokokra összesítve. Piros: MESSENGER adatok, kb. fél CsE távolságban, Kék: OMNI adatok 1 CsE távolságban (Dósa, 2017).

régió található. A MESSENGER adatokban ez a növekedés jóval kisebb, mivel a kölcsönható területek még nem fejlődtek ki eléggé.

További kérdést vet fel, hogy az OMNI adatokban, a CIR-struktúráknál a MESSENGER adatokhoz képest fluxustöbblet jelenik meg. A fluxusmegmaradás értelmében ezt teljes mértékben kompenzálnia kellene más hosszúságokon megjelenő fluxushiánynak. Ez a fenti adatsor (40. ábra) értelmében nincs így. **A kialakuló többletfluxus feltehetően háromdimenzióban terjedve, szélesség szerint oszlik el a helioszférában.** A bevezetőben bemutatott Pizzo-modell (ld. 13. ábra) szerint az összenyomódási tartományban megnövekszik ugyan a mágneses fluxus, de ezeket a tartományokat egy ritkább zóna követi, ahol csökken a mágneses fluxus. Eredményeim azt mutatják, hogy ez a folyamat nem kétdimenzióban zajlik.

A fenti vizsgálatok egyértelműen bebizonyítják, hogy az intenzitás-növekedések a terjedés következtében alakulnak ki. Kisebb radiális távolságoknál tehát kevésbé hangsúlyosak vagy nem léteznek. **Az eredmények nem mondanak ellent a mágneses erővonalak szétterülésének.**

4.5. ÖSSZEFOGLALÁS

A helioszférában esetlegesen előforduló visszatérő jelenségek azonosítása az űridőjárás előrejelzését jelentősen megkönnyíti. A napszélparaméterek közül elsősorban a mágneses tér erőssége és iránya, illetve a napszél dinamikus nyomása befolyásolják a napszél és a Föld közötti kölcsönhatás dinamikáját, a geomágneses viharok kialakulását. A 23-as rendhagyó napciklus során a napszél különböző paramétereiben kimutathatóak olyan visszatérő intenzitásnövekedések, melyek a korábbi tapasztalatokkal ellentétben éveken át fennállnak. Elsősorban az előjel nélküli radiális mágneses tér erősségében figyelhető meg a rendszeresen visszatérő növekedés, de tetten érhető a napszélsebesség, koronahőmérséklet adatsorokban és a sebességvektor elfordulásában is. Különösen a nyugodt leszálló ágban hangsúlyosak, ezért részletesebben ezeket vizsgáltam.

Ezek a fluxusnövekedések a gyors-lassú napszél határán kialakuló, ún. együttforgó kölcsönhatási tartományokkal (CIR) vannak összefüggésben. Ezt támasztják alá a következő vizsgálatok:

- a sebességvektor eltérülésének váltakozó jellege (ld. 31. ábra)
- az előjel nélküli radiális mágneses tér intenzitásnövekedései pontosan a gyors és lassú napszél találkozásánál, a határfelületen (*stream interface*) jelentkeznek (ld. 31. ábra)
- a struktúrák forrása beazonosítható, és a koronafelvételeken is megjelenő koronalyukakhoz köthető (ld. 35-38. ábrák)
- a Naphoz közelebb keringő MESSENGER adatokkal való összehasonlítás során látszik a terjedési effektus: a radiálisan közelebb mért adatokon nem, vagy kevésbé jelennek meg az intenzitásnövekedések (ld. 39. ábra)

Mivel az intenzitásnövekedések terjedés következtében alakulnak ki és a Naphoz közelebb nem léteznek, ezért ezek az eredmények nem mondanak ellent az Ulysses által mért homogén mágneses tér kialakulásáért felelős mágneses erővonalak szétterülésének. Ugyanakkor, rámutatnak arra, hogy **noha a mágneses tér szélesség szerint homogén, hosszúság szerint nem.** Ezért a helioszféra teljes mágneses fluxusának meghatározásakor nem lehet pontbeli mérésekre hagyatkozni, hanem szükséges a hosszúság szerinti függések feltérképezése, figyelembe vétele.

A vizsgálatokból arra is fény derült, hogy ezek a CIR-struktúrák, noha látszólag hosszú éveken át fennállnak, valójában **több különálló, más forrásból eredő CIR-ből tevődnek össze.** Ez derült ki a 2004-es év során detektált CIR-ek vizsgálata során, ugyanis ekkor a Nap mágneses térszerkezete dipól-jellegből kvadrupól jellegűvé vált. Ekkor, a látszólag folytonosan fennálló CIR-struktúra elején és végén ellentétes volt a mágneses tér polaritása. Emiatt nem származhatott az őt létrehozó gyors napszél ugyanabból az (unipoláris) koronalyukból (ld. 34-35. ábrák). A forrásként szolgáló koronalyukakat STEREO felvételek segítségével és a korona mágneses terének PFSS modelljével sikerült azonosítani (ld. 36. ábra).

A hosszan fennálló, markáns **CIR-struktúrák különösen jól vizsgálhatóak** a napciklus nyugodt időszakaiban. Megmutattam, hogy

- az egyes CIR-szerkezetek együttforgási sebessége eltérő (ld. 32. ábra),
- az együttforgás sebessége a ciklus folyamán változik és az egyes CIR-ek estén azonos trendet követ (ld. 31. ábra)

- a visszatérő együttforgó tartományok, a mágneses intenzitásnövekedések megjelenése a szektorátmenetekkel mutat némi összefüggést, de a kapcsolat nem egyértelmű (ld. 34. ábra)
- a CIR-ek terjedését három dimenzióban lenne célszerű vizsgálni, mert a különböző sebességű plazmaáramok összenyomódása során megjelenő fluxustöbbletet nem ellensúlyozza minden esetben fluxushiány (ld. 40. ábra).

Ezek az eredmények azért jelentősek, mert egyértelművé válik, hogy a közvetetten nehezen vizsgálható napkorona a helioszféra távoli pontjaiban is tanulmányozható.

4.6. KITEKINTŐ

A témában megjelent cikkekre kapott első reakciókból az derül ki, hogy ezek az eredmények valóban hozzásegíthetnek a napdinamó rejtélyének közelebbi megértéséhez is. *Lockwood et al. (2017)* a Naphoz közeli mágneses fluxus eloszlásának vizsgálatához használta fel őket. Számos új kérdés is felmerül az eredmények kapcsán.

Kézenfekvő lenne feltételezni, hogy a fotoszférához hasonlóan a koronában is léteznek aktív hosszúságok. A debreceni Napfizikai Observatórium munkatársai megállapították, hogy bizonyos időszakokban a fotoszférikus aktív hosszúságok forgási periódusában is kimutatható hasonló lassulási / gyorsulási trend (*Gyenge et al., 2016*). Az előzetes vizsgálatok alapján annyi kiderült, hogy a két jelenségben megfigyelt trend nem azonos. Azt azonban továbbra sem tudjuk, mi okozza ezt a trendet. Aktív hosszúságokra utaló jel lehet, ha sikerülne további koronalyuk-párokat kimutatni, melyek azonos hosszúságon jelennek meg, de ellentétes mágneses térfélen, illetve nem feltétlen egy időben. A koronalyukak azonban nagyon nagy kiterjedésűek is lehetnek (ld. 36. ábra), és egyelőre nem tudjuk, pontosan honnan ered a napszél.

A másik fontos és egyelőre tisztázatlan kérdéskör a mágneses szektorok és az együttforgó kölcsönhatási tartományok kapcsolata. Eredetük, forgási periódusuk különböző, de az interplanetáris térben gyakran „találkoznak”. Kérdés, hogy mi történik, amikor egy CIR-struktúra látszólag leelőzi a szintén együttforgó mágneses szektorhatárt. Lehetséges-e, illetve hogyan tud az interplanetáris térben kényszerűen létrejövő mágneses átrendeződés visszahatni a korona közelebbi tartományaira?

A harmadik fontos kérdés a CIR-szerkezetek három dimenziós, azaz szélesség szerinti terjedése. Mivel a zárt felületre vett mágneses fluxus megmaradó mennyiség, az ekliptikában kialakuló mágneses intenzitás-növekedéseket valahol szükségszerűen intenzitás-csökkenéseknek kell kísérnie. Ez az ekliptikában nem történt meg, ezért a CIR-struktúrák háromdimenziós, magasabb szélességekre kiterjedő vizsgálata szükséges.

Többek között ezekre a kérdésekre is keresi a választ a hamarosan útnak induló Solar Orbiter (*Müller, 2013*), és a hamarosan célhoz érkező Parker Napszonda is (*Fox, 2016*).

ÖSSZEFOGLALÁS

Mai civilizációnk egyre több űrbe telepített szolgáltatásra, alkalmazásra támaszkodik. Műholdjaink azonban ki vannak téve az űridőjárás szeszélyeinek: károsodhatnak egy-egy geomágneses vihartól vagy a vihar következtében a Földön indukált áramoktól, de a nagy energiájú szoláris- és galaktikus kozmikus sugárzástól is. Ezeket az eseményeket elsősorban a háttérnapszél, illetve a napszélben megjelenő tranziens események alakítják. A háttérnapszél vizsgálata éppen ezért kiemelkedően fontos kutatási terület. Az űridőjárás mellett mostanában jelent meg az űrklíma fogalma is, mely hosszú adatsorokat vizsgálva, hosszú távú trendeket keres.

Munkám során az elmúlt 50 év földközeli napszéladatait elemezve arra kerestem a választ, vajon vannak-e a helioszféra mágneses fluxusában hosszan fennálló, a Nap forgása miatt rendszeresen visszatérő jelenségek? Elsősorban ugyanis a mágneses fluxus határozza meg, hogyan hat kölcsön a napszél mágneses tere a Föld környezetével.

A napaktivitási szempontból nyugodt 23. napszélciklus során a radiális mágneses fluxussűrűséget vizsgálva azonosítottam rendkívül hosszú élettartamú együttforgó kölcsönhatási tartományokat (CIR). Megmutattam, hogy ezek ugyan különböző forrásokból származnak, eltérő a forgási szögsebességük, de mégis közel azonos heliografikus hosszúságra vezethetők vissza. Vizsgáltam a jelenséget más, a Naphoz közelebb keringő űrszondák adatain is. Megállapítottam, hogy különböző radiális távolságokban más intenzitással jelennek meg a CIR-struktúrák, a Naphoz egészen közel pedig nem észlelhetők (*Dósa, 2017*).

A vizsgálatok elvégzéséhez szükséges volt egy új napszél-propagációs modellt kidolgozni. A különböző helyeken mért napszélcsomagokat így a forrásukig vissza lehet követni, és összehasonlíthatóvá válnak. Az általam kidolgozott napszél-propagációs módszer a kinematikus modellek közé tartozik (*Dósa, 2018*). Túllép az

egyszerű ballisztikus modelleken annyival, hogy figyelembe veszi a szomszédos plazmaáramok közti esetleges kölcsönhatásokat. A plazmacsomagok dinamikus nyomása függvényében esetlegesen módosítja a plazmacsomagok számolt pályáját. A propagációs modellt nemzetközi együttműködés keretében más belső helioszférabeli objektumokhoz is alkalmaztam. Két esetben a 67P/CG üstököshöz propagáltam napszélparamétereket.

A cikkekre adott első visszajelzésekből kiderült, hogy a propagációs modellt még számos más környezetben lehet és célszerű használni, illetve az inerplanetáris térben végzett vizsgálataim nem csak űrkutatók, de napfizikusok számára is együttműködési alapot jelenthetnek.

SUMMARY

Our civilisation is getting increasingly dependent on space based services. For this reason it is important to understand the space environment our satellites are operating in as they can easily be damaged by geomagnetic storms, induced currents or energetic solar or cosmic particles. All these phenomena are mainly governed by the background solar wind and solar wind transients.

There is an increasing focus on investigating the background solar wind, especially long-term trends. I have investigated solar wind data for the past 50 years and searched for long-term recurrences in the heliospheric magnetic flux density – this is one of the most important parameters determining the effectiveness of the interaction between solar wind magnetic field and the Earth’s environment. Since the Ulysses space mission, we know that because of super-radial expansion of the magnetic field lines, the heliospheric magnetic flux is independent from latitude. I was investigating, whether there are any longitudinal dependences in the interplanetary magnetic field. If yes, they will have a serious impact on space weather research, because they are perceived on Earth as recurring features and can easily be forecast.

In order to carry out my research I developed a kinematic solar wind propagation model. The model enables us to determine the source of a plasma package, to compare plasma measurements made at different points in the heliosphere and to guess solar wind parameters at points where there are no *in situ* measurements (*Dósa, 2018*). The model was used in several related work (*Volwerk, 2016, Timar, 2017 and 2019*).

I have found significant recurrent magnetic flux enhancements during the declining phase of the 23rd solar cycle. I proved that these flux enhancements are corotating interaction regions (CIRs). Even though they seem to exist for 4-5 years, they are set together of different CIRs, originating from different coronal holes (*Dósa, 2017*). I have also analysed the same structures at different points in the

heliosphere and showed that the CIR structures are less pronounced or even non-existent closer to the Sun and evolve as they propagate outwards.

First reactions to the papers show that the solar wind propagation model is well needed in planetary space weather research and can be used to several targets in the inner heliosphere. My results concerning interplanetary magnetic flux density enhancements is important to solar physicists as well, and it contributes to our understanding of the solar corona (*Lockwood, 2017*).

IRODALOMJEGYZÉK

- Abramenko**, V., Yurchyshyn, Linker, J., et al. (2010) Low-latitude coronal holes at the minimum of the 23rd solar cycle, *The Astrophysical Journal*, 712:813–818
- Alfvén**, H. (1942) Existence of electromagnetic-hydrodynamic waves, *Nature* **150**: 405.
- Alfvén**, H. (1957) On the theory of comet tails, *Tellus* 9(1):92-96.
- Alfvén**, H. (1977) Electric currents in cosmic plasmas, *Rev. Geophys* 15, 271.
- Altschuler**, M.D., Newkirk, G. (1969), Magnetic Fields and the Structure of the Solar Corona. I: Methods of Calculating Coronal Fields, *Solar Physics*, Volume 9, Issue 1, pp.131-149
- Arge**, C.N., Pizzo, V.J. (2000) Improvement in the prediction of solar wind conditions using near-real time solar magnetic field updates, *JGR*, Vol 105, No A5.
- Arkhimédész** (225) A spirálokról
- Badalyan**, O.G., Obridko, V.N. (2018) Differential Rotation of the Solar Corona from Magnetic Field Data, ISSN 1063-7737 *Astronomy Letters*, Vol 44, No 11, pp 727-733
- Barabash**, S., Lundin, R., Andersson, H., Brinkfeldt, K., Grigoriev, A., Gunell, H., Holmstrom, M., Yamauchi, M., Asamura, K., Bochsler, P., *et al.* (2006), The Analyzer of Space Plasmas and Energetic Atoms (ASPERA-3) for the Mars Express mission. *Space Sci. Rev.* **126**, 113.
- Biermann**, L. (1951) Kometenschweife und solare Korpuskularstrahlung, *Z. Astrophys.*, 29, 274-286.
- Borriani**, G., J.T. Gosling, S.J. Bame, W.C. Feldman, J.M. Wilcox (1981) Solar wind helium and hydrogen structure near the heliospheric current sheet: a signal of coronal streamers at 1 AU, *JGR* 86, 4565.
- Bruno**, R., Villante, U., Bavassano, B., Schwenn, R., Mariani, F. (1986) In-situ observations of the latitudinal gradients of the solar wind parameters during 1976 and 1977, *Solar Physics*, Vol. 104, p. 431-445
- Bruno**, R., Bavassano, B., (1997) On the winding of the IMF spiral for slow and fast wind within the inner heliosphere, *JGR* 24, 2267-2270.
- Burlaga**, L. F., (1974) Interplanetary stream interfaces, *JGR* 79, 3717-3725.
- Burlaga**, L.F., N. F. Ness, M. H. Acuña, R. P. Lepping, J. E. P. Connerney, E. C. Stone, F. B. McDonald (2005) Crossing the Termination Shock into the Heliosheath: Magnetic Fields, *Science* Vol. 309, Issue 5743, pp. 2027-2029
- Burlaga**, L.F., Ness, N.F., (2011) Transition from the Sector Zone to the Unipolar Zone in the Heliosheath: Voyager 2 Magnetic Field Observations, *ApJ* 737(1):35
- Carrington**, R. C. (1863) Observations of Spots on the Sun, *London: Williams and Norgate*

- Chamberlain, J.W.** (1960) Interplanetary gas II. Expansion of a model solar corona, *Astrophys J.* 131, 47-56.
- Chandra, S., Vats, H.O., Iyer, K.N.** (2009) Differential coronal rotation using radio images at 17GHz, *MNRAS Letters*, Vol 400, Issue 1, p L34-L37.
- Chapman, S.** (1957) Notes on the solar corona and the terrestrial ionosphere, *Smithson Contrib Astrophys*, Vol 2, pp 1-11.
- Chicarro, A., Martin, P., & Trautner, R.** (2004) The Mars Express mission: an overview, In: Mars Express: the scientific payload. Ed. by Andrew Wilson, scientific coordination: Agustin Chicarro. ESA SP-1240, Noordwijk, Netherlands: ESA Publications Division, ISBN 92-9092-556-6, 2004, p. 3 - 13
- Chiu, M.C., U.I. Von-Mehlem, C.E. Willey, T.M. Betenbaugh, J.J. Maynard, J.A. Krein, R.F. Conde, W.T. Gray, J.W. Hunt Jr., L.E. Mosher, M.G. McCullough, P.E. Panneton, J.P. Staiger, E.H. Rodberg** (1998) ACE Spacecraft, *Space Science Reviews* 86: 257.
- Desch, M.D., Rücker, H.O.** (1983) The relationship between Saturn kilometric radiation and the solar wind, *JGR Space Physics*, Volume88, IssueA11, Pages 8999-9006
- Domingo, V., Fleck, B., Poland, A.I.** (1995) The SOHO mission: An overview, *Sol Phys* 162: 1.
- Dósa, M., Erdős, G.** (2017) Long-term Longitudinal Recurrences of the Open Magnetic Flux Density in the Heliosphere, *The Astrophysical Journal*, 838:104 (8pp)
- Dósa, M., Opitz, A., Dálya, Z., Szegő, K.** (2018) Magnetic Lasso: A New Kinematic Solar Wind Propagation Method, *Solar Physics*, 293:127
- Dungey, J.W.** (1961) Interplanetary magnetic field and auroral zones, *Phys. Rev. Lett.*, 6, 47.
- Edlén, B.** (1941) An attempt to identify the emission lines in the spectrum of the solar corona. *Ark Mat Astron Fys* 28B:1-4
- Erdős, G., Balogh, A.** (2010) North–South asymmetry of the location of the heliospheric current sheet revisited. *JGR Space Phys.* **115**, A01105.
- Erdős G.** (2010). Mágneses tér mérések a helioszférában, Az MTA Doktora cím megszerzéséért készített disszertáció
- Fry, C.D., Sun, W., Deehr, C.S., Dryer, M., Smith, Z., Akasofu, S.-I., Tokumaru, M., Kojima, M.,** (2001) Improvements to the HAF solar wind model for space weather predictions, *JGR*, Vol 106, No A10, p20985-21001
- Forbush, S. E.** (1954) World-wide cosmic ray variations, 1937–1952, *Phys. Rev.* 59, 525.
- Fox, N.J., Velli, M.C., Bale, S.D., Decker, R., Driesman, A., Howard, R.A., Kasper, J.C., Kinnison, J., Kusterer, M., Lario, D., Lockwood, M. K., McComas, D. J., Raouafi, N.E., Szabo, A.,** (2016) The Solar Probe Plus Mission: Humanity’s First Visit to Our Star, *Space Sci Rev* 204: 7.
- Gosling, J.T., Hundhausen, A.J., Bame, S.J.** (1976) Solar Wind Stream Evolution at Large Heliocentric Distances' Experimental Demonstration and the Test of a Model, *JGR* Vol 81, Nr 13
- Gosling, J. T., Asbridge, J. R., Bame, S. J., and Feldman, W.C.** (1978) Solar Wind Stream Interfaces, *J. Geophys. Res.* **83**, 1,401–1,412.

- Gosling, J.T.,** Borrini, G., J.R. Asbridge, S.J. Bame, W.C. Feldman, R.T. Hansen (1981) Coronal streamers in the solar wind at 1 AU, *JGR* Vol 86, Nr A7. p 5438-5448.
- Gosling, J.T.,** (1986) Global aspects of stream evolution in the solar wind, *AIP Conference Proceedings* 144, 124
- Gosling, J.T.,** Bame, S.J., McComas, D.J., Phillips, J.L., Pizzo, V.J., Goldstein, B.E. and Neugebauer, M., (1993) Latitudinal variation of solar wind corotating stream interaction regions: Ulysses, *Geophys. Res. Lett.*, 20, 2789–2792
- Gosling, J. T.,** S. J. Bame, W. C. Feldman, D. J. McComas, P. Riley, B. E. Goldstein, and M. Neugebauer (1997), The northern edge of the band of solar wind variability: Ulysses at ~ 4.5 AU, *Geophys. Res. Lett.*, 24, 309–312
- Gosling, J.T.,** Pizzo, V.J., (1999) Formation and evolution of corotating interaction regions and their three dimensional structure, *Space Science Reviews* 89: 21-52
- Gringauz, K. I.,** V. V. Bezrukikh, V. D. Ozerov, R. E. Rybchinskii, (1960) *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, 131, 1301
- Gringauz K.I.,** Kurt V.G., Moroz V.I., Shklovskii I.S. (1961). Results of Observations of Charged Particles Observed Out to $R = 100,000$ km, with the Aid of Charged-Particle Traps on Soviet Space Rockets, *Soviet Astronomy*, 4, 680-695.
- Grotian, W.** (1939) Zur Frage der Deutung der Linien im Spektrum der Sonnenkorona, *Naturwissenschaften* 27: 214.
- Gyenge N.,** Ludmány, A., Baranyi, T. (2016) Active longitude and solar flare occurrences, *The Astrophysical Journal*, 818:127(8pp)
- Hakamada, K.,** Akasofu, S-I., (1982) Simulation of three-dimensional solar wind disturbances and resulting geomagnetic storms, *Space Science Reviews* 31 (3-70)
- Hall, C.** (1974) Pioneer 10, *Science* Vol. 183, Issue 4122, pp. 301-302
- Hartmann, J.** (1904). Investigations on the spectrum and orbit of delta Orionis, *Astrophysical Journal* **19**: 268–286.
- Hirschberg, J.,** Alksne, A., Colburn, D.S., Bame, S.J., Hundhausen, A.J. (1970) Observation of a solar flare induced interplanetary shock and helium-enriched driver gas, *JGR* Volume 75, Issue 1, p. 1
- Hoeksema, J. T.** (1984) Ph.D. Thesis Stanford Univ. Structure and evolution of the large scale solar and heliospheric magnetic fields
- Hoeksema, J.T.** (1991) Large-scale solar and heliospheric magnetic fields, *Adv. Space Res.* Vol 11, No 1, pp (1)15-(1)24
- Hundhausen, A.J.,** Gilbert, H.E., Bame, S.J. (1968) Ionization state of the interplanetary plasma, *JGR* Vol 73, Issue 17, p 5485-5493.
- Hundhausen, A. J.:** (1977) An Interplanetary View of coronal holes, in J.B.Zirker (ed.) Coronal Holes and High speed wind streams, *Colorado Assoc. Univ. Press.*, Boulder, pp 225-329.
- Kahler, S.W.,** Arge, C.N., Smith, D.A. (2016) Using the WSA model to test the Parker spiral approximation for SEP event magnetic connections. *Solar Phys.* **291**, 1829

- Kaiser**, M.L., Kucera, T.A., Davila, J.M. et al. (2008) The STEREO Mission: An Introduction *Space Sci Rev* 136: 5.
- Krieger**, A. S., Timothy, A. F., and Roelof, E. C.: (1973) A coronal hole and its identification as the source of a high velocity solar wind stream, *Solar Phys.* **29**, 505
- Lee**, C. O., Luhmann, J. G., Hoeksema, J. T., Sun, X., Arge, C. N., de Pater, I. (2011) Coronal Field Opens at Lower Height During the Solar Cycles 22 and 23 Minimum Periods: IMF Comparison Suggests the Source Surface Should Be Lowered, *Sol Phys* Vol 269, Issue 2, pp 367-388
- Lemen** J.R. et al. (2011) The Atmospheric Imaging Assembly (AIA) on the Solar Dynamics Observatory (SDO). In: Chamberlin P., Pesnell W.D., Thompson B. (eds) The Solar Dynamics Observatory. *Springer*, New York, NY
- Levine**, R.H., Altschuler, M.D., Harvey, J.W.: (1977) Solar sources of the interplanetary magnetic field and solar wind, *JGR* 82, 1061-1065.
- Levy**, E.H. (1976) The interplanetary field structure, *Nature* 261, 394.
- Lockwood**, M., M. J. Owens, S. M. Imber, M. K. James, E. J. Bunce, T. K. Yeoman (2017) Coronal and heliospheric magnetic flux circulation and its relation to open solar flux evolution, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 122, 5870–5894.
- McComas**, D.J., R. W. Ebert, H. A. Elliott, B. E. Goldstein, J. T. Gosling, N. A. Schwadron, and R. M. Skoug (2008), Weaker solar wind from the polar coronal holes and the whole Sun, *GRL* Vol 35, L18103
- Mullan**, D.J., (1984) Corotating Interaction Regions in stellar winds, *ApJ* 283, 303-312
- Müller**, D., Marsden, R.G., Cyr, O.C.St., Gilbert, H.R., (2013) Solar Orbiter, Exploring the Sun-Heliosphere Connection, *Solar Physics* 285, 25-70
- Neugebauer** M., Snyder C.W. (1962) Solar Plasma Experiment, *Science*, 138, 1095-1097
- Noci**, G., Kohl, J.L., Antonucci, E., Tondello, G., Huber, M.C.E., et al (1997) The Corona and Solar Wind near minimum activity, *5th SOHO Workshop*, ESA SP-404, p75.
- Noble**, L.M., Scarf, F.L. (1963) Conductive heating of the solar wind I. *ApJ* 138:1169-1181.
- Nolte**, J.T., Roelof, E.C. (1973) Large-scale structure of the interplanetary medium I. *Solar Phys.* **33**, 483.
- Nolte**, J. L., Krieger, A.S., Timothy, A. F., Gold, R. E., Roelof, E.C., Vaiana, G., Lazarus, A.J., Sullivan, J.D., McIntosh, P.S., (1976) Coronal holes as sources of solar wind, *Solar Phys.*, 46, 303.
- Owens**, M.J. & Forsyth, R.J. (2013) The Heliospheric Magnetic Field, *Living Rev. Sol. Phys.*
- Parker** E. (1958). Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields, *The Astrophysical Journal* **128**: 664.
- Parker** E. N. (1963). Interplanetary dynamical processes, *Interscience Publishers*, New York
- Parker**, E. N. (1996) The alternative paradigm for magnetospheric physics, *JGR*, Vol 101, No A5, Pages 10587 – 10625.
- Pearson**, K. (1895) Notes on regression and inheritance in the case of two parents, *Proceedings of the Royal Society of London*, **58** : 240–242.

- Pesnell** W.D., Thompson B.J., Chamberlin P.C. (2011) The Solar Dynamics Observatory (SDO). In: Chamberlin P., Pesnell W.D., Thompson B. (eds) The Solar Dynamics Observatory. *Springer*, New York, NY
- Phillips**, J.L., A. Balogh, S. J. Bame, B. E. Goldstein, J. T. Gosling, J. T. Hoeksema, D. J. McComas, M. Neugebauer, N. R. Sheeley Jr., Y.-M. Wang, (1994) Ulysses at 50° south: constant immersion in the high-speed solar wind, *GRL*, 21, 1105-1108.
- Pizzo**, V., (1978) A three-dimensional model of corotating streams in the solar wind 1. Theoretical foundations *JGR* 83(A12):5563-5572.
- Pizzo**, V., (1980) A three-dimensional model of corotating streams in the solar wind 1. Hydrodynamic streams *JGR* 85(A2):727-743
- Pizzo**, V.J., (1991) The Evolution of Corotating Stream Fronts Near the Ecliptic Plane in the Inner Solar System. 2. Three-Dimensional Tilted-Dipole Fronts, *J. Geophys. Res.*, 96, 5405-5420.
- Pneuman**, G.W. (1966) Interaction of the solar wind with a large-scale solar magnetic field. *Astrophys J* 145:242-254.
- Pneuman**, G.W. (1968) Some general properties of helmeted coronal structures. *Sol Phys* 3:578-597.
- Pneuman**, G.W. (1969) Coronal streamers. II. Open streamer configurations. *Sol Phys* 6:255-275.
- Pneuman**, G.W., Kopp, R.A. (1971) Gas-magnetic field interactions in the solar corona. *Sol Phys* 18:258-270
- Riley**, P., Gosling, J.T., Weiss, L.A., Pizzo, V.J., (1996) The tilts of corotating interaction regions at mid heliographic latitudes. *JGR* 101 (A11), 24349.
- Riley**, P., Lionello, R., (2011) Mapping Solar Wind streams from the Sun to 1 AU: A Comparison of Techniques, *Solar Physics* 270:575-592
- Riley**, P., Lionello, R., Linker, J.A. et al. (2011) Global MHD Modeling of the Solar Corona and Inner Heliosphere for the Whole Heliosphere Interval, *Sol Phys* 274: 361.
- Riley**, P., Linker, J.A., Gonzalez Esparza, J.A., Jian, L.K., Russel, C.T., Luhmann, J.G., (2012) Interpreting some properties of CIRs and their associated shocks during the last two solar minima using global MHD simulations, *Journal of Atm and Solar-Terrestrial Physics* 83, 11-21.
- Rosenbauer**, H., Schwenn, R., Marsch, E., Meyer, B., Miggenrieder, H., Montgomery, M.D., et al.: (1977) A survey on initial results of the HELIOS plasma experiment, *J. Geophys.* **42**, 561.
- Schatten**, K.H., Ness, N.F., Wilcox, J.M. (1968) Influence of a solar active region on the interplanetary magnetic field. *Solar Phys.* **5**, 240.
- Schatten**, Kenneth H.; Wilcox, John M.; Ness, Norman F. (1969) A model of interplanetary and coronal magnetic fields, *Solar Physics* 6: 442
- Schulz** M., (1973) Interplanetary sector structure and the heliomagnetic equator *J. Geophys. Res.*, 29, 371.
- Schwenn**, R., and Marsch, E. (eds.): (1990) Physics of the Inner Heliosphere I, Large-Scale Phenomena, *Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York*
- Schwenn**, R. (2006) Solar wind sources and their variations over the solar cycle, *Space Science Reviews* 124:51-76.

- Siscoe**, G.L., (1976) Three-dimensional aspects of interplanetary shock waves, *JGR* 81, 6235-6241
- Smith**, E.J., John H. Wolfe, (1976) Observations of interaction regions and corotating shocks between one and five AU: Pioneers 10 and 11, *GRL* Volume3, Issue3, Pages 137-140
- Smith**, E.J., M. Neugebauer , A. Balogh , S. J. Bame , G. Erdös , R. J. Forsyth , B. E. Goldstein , J. L. Phillips ,B. T. Tsurutani, (1993) Disappearance of the heliospheric sector structure at Ulysses, *GRL*, Volume20, Issue21, Pages 2327-2330
- Smith**, E.J., Balogh, A. (1995) Ulysses observations of the radial magnetic field, *GRL* 22, 3317-3320.
- Smith** E. J. (2001) *The heliospheric current sheet*, JGR, Vol 106, No A8.
- Solomon**, S.C., McNutt, R.L., Gold, R.E. et al. (2007) MESSENGER Mission Overview, *Space Sci Rev* 131: 3.
- Steinolfson**, R.S., Suess, S.T., Wu, S. T., (1982) The steady global corona, *ApJ* 255:730-742.
- Stern**, D ., (1992) The linkage between the ionosphere and the plasmasheet, *J. Geomagn. Geoelectr.* 4, 4, 1109, 1992
- Sturrock**, P.A., Hartle, R.E. (1966) Two-fluid model of the solar wind, *Phys Rev Lett* 16:628-631.
- Suess**, S.T., Smith, E.J. (1996) Latitudinal dependence of the radial IMF component: Coronal imprint, *GRL* 23, 3267-3270.
- Tasnim**, S., Cairns, I.H., Wheatland, M.S. (2008) A Generalized Equatorial Model for the Accelerating Solar Wind, *JGR* Volume123, Issue 2, Pages 1061-1085
- Tao**, C., Kataoka, R., Fukunishi, H., Takahashi, Y., Yokoyama, T.: (2005) Magnetic field variations in the Jovian magnetotail induced by solar wind dynamic pressure enhancements. *J. Geophys. Res. Space Phys.* **110**, A11208.
- Taylor**, M.G., G.T. Alexander, C., Altobelli, N., Fulle, M., Fulchignoni, M., Grün, E., Weissman, P. (2015) Rosetta begins its comet tale. *Science* **347**(6220), 387.
- Thomas**, B.T., E. J. Smith, (1980) The Parker spiral configuration of the interplanetary magnetic field between 1 and 8.5 AU, *JGR Atmospheres* 85(A12):6861-6867
- Thomas**, B.T. and Smith, E.J., (1981) The structure and dynamics of the heliospheric current sheet, *JGR*, 86, 11,105–11,110.
- Timar**, A., Nemeth, Z., Szego, K., Dosa, M., Opitz, A., Madanian, H., Goetz, C., Richter, I. (2017) Modelling the size of the very dynamic diamagnetic cavity of comet 67P/Churyumov–Gerasimenko. *Mon. Not.Roy. Astron. Soc.* **469**(Suppl 2), S723.
- Timar**, A., Timar A., Nemeth Z., Szego K., Dósa M., Opitz A., and Madanian H., (2019) Estimating the solar wind pressure at comet 67P from Rosetta magnetic field measurements, *Journal of Space Weather and Space Climate*, vol. 9 Paper: A3, 11p.
- Volwerk**, M., et al. (2016) Mass-loading, pile-up, and mirror-mode waves at comet 67P/Churyumov–Gerasimenko. *Ann. Geophys.* **34**(1), 1. ISSN 0992-7689.
- Wang**, Y.M., Sheeley, N. R. Jr, (1990) Solar wind speed and coronal flux-tube expansion. *ApJ* 355:726-732.
- Wang**, Y.-M.; Sheeley, N. R., Jr. (1992) On potential field models of the solar corona, *Apj* Vol. 392, no. 1, p. 310-319.

- Wang**, Y-M., Sheeley, N.R., Walters, J.H., Brueckner, G.E., Howard, R.A., Michels, D.J., et al (1998) Origin of Streamer Material in the Outer Corona, *ApJ Lett.* 498, L165
- Wang**, Y-M. (2014) Solar Cycle Variation of the Sun's Low-Order Magnetic Multipoles: Heliospheric Consequences, *Space Science Reviews*, Volume 186, Issue 1-4, pp. 387-407
- Wenczel**, K-P., Marsden, R.G., Page, D.E., Smith, E.J. (1989) Ulysses: The first high-latitude heliospheric mission, *Advances in Space Research*, Volume 9, Issue 4, Pages 25-29
- Wilcox**, J. M. and N.F. Ness, (1956) Quasi-stationary corotating structure in the interplanetary medium, *J. Geophys. Res.*, 70, 5793
- Zieger**, B., Hansen, K.C. (2008) Statistical validation of a solar wind propagation model from 1 to 10 AU, *J. Geophys. Res. Space Phys.* **113**, A08107.

ADATLAP

a doktori értekezés nyilvánosságra hozatalához*

I. A doktori értekezés adatai

A szerző neve: *Dósa Melinda*

MTMT-azonosító:.... *10052605*

A doktori értekezés címe és alcíme:

Hosszútávú visszatérő jelenségek a helioszféra mágneses terében.....

DOI-azonosító⁴⁶:... *10.15476/ELTE.2019.085*

A doktori iskola neve: *Fizika Doktori Iskola*.....

A doktori iskolán belüli doktori program neve: *Részecskefizika és Csillagászat program*.....

A témavezető neve és tudományos fokozata: *Dr Szegő Károly, professzor emeritus*.....

A témavezető munkahelye:....*MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont*.....

II. Nyilatkozatok

1. A doktori értekezés szerzőjeként

a) hozzájárulok, hogy a doktori fokozat megszerzését követően a doktori értekezésem és a tézisek nyilvánosságra kerüljenek az ELTE Digitális Intézményi Tudástárban. Felhatalmazom a Természettudományi kar Dékáni Hivatal Doktori, Habilitációs és Nemzetközi Ügyek Csoportjának ügyintézőjét, hogy az értekezést és a téziseket feltöltse az ELTE Digitális Intézményi Tudástárba, és ennek során kitöltse a feltöltéshez szükséges nyilatkozatokat.

b) kérem, hogy a mellékelt kérelemben részletezett szabadalmi, illetőleg oltalmi bejelentés közzétételéig a doktori értekezést ne bocsássák nyilvánosságra az Egyetemi Könyvtárban és az ELTE Digitális Intézményi Tudástárban;

c) kérem, hogy a nemzetbiztonsági okból minősített adatot tartalmazó doktori értekezést a minősítés (*dátum*)-ig tartó időtartama alatt ne bocsássák nyilvánosságra az Egyetemi Könyvtárban és az ELTE Digitális Intézményi Tudástárban;

d) kérem, hogy a mű kiadására vonatkozó mellékelt kiadó szerződésre tekintettel a doktori értekezést a könyv megjelenéséig ne bocsássák nyilvánosságra az Egyetemi Könyvtárban, és az ELTE Digitális Intézményi Tudástárban csak a könyv bibliográfiai adatait tegyék közzé. Ha a könyv a fokozatszerzést követően egy évig nem jelenik meg, hozzájárulok, hogy a doktori értekezésem és a tézisek nyilvánosságra kerüljenek az Egyetemi Könyvtárban és az ELTE Digitális Intézményi Tudástárban.

2. A doktori értekezés szerzőjeként kijelentem, hogy

a) az ELTE Digitális Intézményi Tudástárba feltöltendő doktori értekezés és a tézisek saját eredeti, önálló szellemi munkám és legjobb tudomásom szerint nem sértem vele senki szerzői jogait;

b) a doktori értekezés és a tézisek nyomtatott változatai és az elektronikus adathordozón benyújtott tartalmak (szöveg és ábrák) mindenben megegyeznek.

3. A doktori értekezés szerzőjeként hozzájárulok a doktori értekezés és a tézisek szövegének plágiumkereső adatbázisba helyezéséhez és plágiumellenőrző vizsgálatok lefuttatásához.

Kelt: Budapest, 2019. április 24.


.....
a doktori értekezés szerzőjének aláírása

*ELTE SZMSZ SZMR 12. sz. melléklet